



HAL
open science

Étude de l'interaction laser-matière du solide au plasma

Laurent Videau

► **To cite this version:**

Laurent Videau. Étude de l'interaction laser-matière du solide au plasma. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université Paris-Saclay, 2020. tel-03129739

HAL Id: tel-03129739

<https://theses.hal.science/tel-03129739>

Submitted on 3 Feb 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Paris-Saclay

Mémoire de soutenance

pour obtenir

L'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

présentée et soutenue publiquement par

Laurent Videau

le 25 novembre 2020

Étude de l'interaction laser-matière du solide au plasma

Jury

Dr. Ph. Delaporte,	Université d'Aix-Marseille	Rapporteur
Dr. P. Peyre,	PIMM	Rapporteur
Dr. F. Dorchies,	CELIA	Rapporteur
Dr. A. Benuzzi-Mounaix,	LULI	Examinatrice
Dr. J.P. Guin,	IPR	Examineur
Dr. A. Klisnick,	ISMO	Présidente

à ma femme et mes enfants

Table des matières

I	Parcours scientifique et professionnel	7
1	Parcours scientifique et professionnel	8
1.1	Résumé de mon parcours professionnel et scientifique	8
1.2	Liste des publications	12
1.3	Participation à des projets collaboratifs	17
II	Présentation de mes activités scientifiques	19
1	Introduction	20
2	Développement du code Esther	21
2.1	Généralités	21
2.2	Modélisation de l'hydrodynamique	22
2.2.1	Equations hydrodynamiques complètes	22
2.2.2	Modèles élasto-plastiques	24
2.2.3	Modèles d'endommagement	25
2.3	Modélisation des transferts d'énergie	27
2.3.1	Conduction thermique	27
2.3.2	Conduction thermique à deux températures et équilibrage électron- ion	28
2.3.3	Transfert de rayonnement en géométrie plane	29
2.4	Modélisation de l'interaction laser-matière	34
2.4.1	Equations de Maxwell	34
2.4.2	Résolution de l'équation de Helmholtz	35
2.4.3	Résolution par tracés de rayons (raytracing)	38
2.4.4	Tests et comparaisons des deux méthodes de résolution	42
2.4.5	Calcul des indices optiques	48
2.5	Conclusions et perspectives	52
3	Applications directes du code Esther	53
3.1	Analyse de l'opacification du VISAR lors d'une expérience de coalescence de choc	53
3.2	Expériences de caractérisation de l'aluminium en régime d'interaction directe à 1053 nm	59
3.2.1	Présentation de l'installation laser GCLT	59
3.2.2	Caractérisation du choc laser induit dans l'aluminium pur	61
3.2.3	Caractérisation de la pression d'ablation	66
3.2.4	Propagation et atténuation des ondes dans l'aluminium	72
3.3	Expériences de caractérisation de l'aluminium en régime confiné à 532 nm	75
3.4	Expérience d'écaillage de matériaux sur l'installation laser Alisé	83
3.5	Conclusions et perspectives	87

4	Développement d'applications liées au choc et à l'ablation laser	88
4.1	Etude du test d'adhérence par choc laser	88
4.1.1	Généralités sur le procédé LASAT	88
4.1.2	Etude du LASAT en configuration mono impulsion pour un assemblage aluminium/colle/aluminium	90
4.1.3	Etude du LASAT en configuration mono impulsion pour un assemblage TA6V4/colle/Composite tissé 3D	94
4.1.4	Etude du LASAT en configuration double impulsion pour un assemblage composite/colle/composite	97
4.1.5	Conclusions et perspectives	99
4.2	Etude de l'ablation laser en régime d'impulsion sub-nanoseconde	101
4.2.1	Présentation du schéma expérimental mis en oeuvre sur l'installation ELFIE	102
4.2.2	Mesures du coefficient de couplage	104
4.2.3	Etude du diagnostic de réflectivité résolue dans le temps	108
4.2.4	Conclusions et perspectives	116
III	Conclusions générales et perspectives	117
1	Conclusions et remarques générales	118
2	Perspectives	118
IV	Annexes	120
A	Equations de tracés de rayons (raytracing)	121
A.1	Résolution de la propagation d'un rayon en géométrie plane	121
A.1.1	Cas d'une maille homogène avec $a_i = 0$	121
A.1.2	Cas d'une maille inhomogène avec $a_i \neq 0$	122
A.2	Résolution de l'équation sur l'intensité en géométrie plane	124
A.2.1	Cas 1 : $a_i = 0$	124
A.2.2	Cas 2 : $a_i \neq 0$	124
A.3	Résolution de la propagation d'un rayon en géométrie axiale	125
A.3.1	Résolution dans le cas $C=0$	125
A.3.2	Résolution dans le cas $C \neq 0$	126
A.4	Résolution de l'équation sur l'intensité en géométrie axiale	130
A.5	Résolution de la propagation d'un rayon en géométrie centrale	132
A.6	Etude du polynôme $P(r) = 2ar^3 + Kr^2 - C^2$	133
A.6.1	Cas $a>0$	133
A.6.2	Cas $a=0$	134
A.6.3	Cas $a<0$	134
A.7	Conditions initiales	135
A.7.1	Cas de la géométrie cartésienne	135
A.7.2	Cas de la géométrie axiale	135
A.7.3	Cas de la géométrie centrale	136

Première partie I

PARCOURS SCIENTIFIQUE ET PROFESSIONNEL

1 Parcours scientifique et professionnel

1.1 Résumé de mon parcours professionnel et scientifique

Comme vous allez le constater, j'ai eu la chance de pouvoir aborder des thématiques différentes tout au long de mon parcours professionnel. J'ai gardé par contre deux constantes dans mes activités. La première a été de travailler dans un environnement scientifique, que ce soit directement en tant que chercheur ou en tant que responsable de projet ou d'équipe. La seconde constante est qu'un laser a toujours été présent dans mes activités scientifiques : d'abord comme sujet d'étude puis comme outil pour l'étude de la matière solide et de la physique des plasmas. Hormis ces deux points, j'ai changé à différentes reprises à la fois de sujet et de lieu géographique. Cette mobilité thématique et géographique est permise et favorisée par le CEA-DAM et je tiens ici à remercier toutes les personnes au sein de cet organisme qui m'ont permis de découvrir tant de choses si intéressantes et passionnantes.

Mes travaux de recherche ont débuté avec une thèse que j'ai réalisée entre 1995 et 1998 au centre CEA-DAM de Limeil-Valenton sous la direction d'Alain Migus qui était alors directeur de recherche au LOA (Ecole Polytechnique, Palaiseau). J'ai été encadré au CEA-DAM successivement par Jérôme Paye, Christian Sauteret et Claude Rouyer. J'ai analysé et développé différentes techniques de lissage optique, la technique de lissage étant nécessaire pour améliorer la répartition spatiale des taches focales produites par des lasers de puissance. Dans ce cadre, j'ai mené à bien des expériences sur une grande installation laser (laser Phébus) afin d'étudier la génération, la propagation, l'amplification et enfin la focalisation d'un faisceau laser lissé. Des expériences complémentaires sur des bancs optiques ont également été menées afin de comprendre les aspects plus fondamentaux du lissage (taille, durée de vie et vitesse des points chauds créés au sein de la tache focale). Dans le cadre de ces études, j'ai développé des modèles théoriques basés sur des outils statistiques, et des simulations numériques afin de reproduire et comprendre les résultats expérimentaux. Le lissage optique étant au cœur de la problématique des études de Fusion par Confinement Inertiel, j'ai été amené à collaborer avec de nombreux physiciens spécialistes d'autres domaines (instabilités paramétriques, physique des plasmas chauds, etc. . .) et avec des laboratoires étrangers (le Lawrence Livermore National Laboratory et le Laboratory for Laser Energetics aux Etats-Unis). J'ai participé à différentes conférences et collaboré à la publication de plusieurs articles [1, 2, 3].

J'ai ensuite poursuivi mon programme de recherche au sein du CEA-DAM-CESTA (Le Barp, Gironde) en travaillant sur des sujets liés au développement du Laser Mégajoule (LMJ). J'ai travaillé en particulier au développement d'un nouvel amplificateur régénératif à mode carré qui permet d'amplifier des faisceaux carrés et non Gaussiens. Nous avons pu vérifier le concept avec une démonstration expérimentale qui a permis de valider la technique proposée [4]. Cette technique est aujourd'hui encore utilisée dans le cadre de la pré-amplification du LMJ. En parallèle, j'ai encadré, en collaboration avec le CPMOH (Université de Bordeaux I), une thèse sur la génération d'une onde THz par effet Kerr. Il s'agissait de créer un déphasage d'ordre 2 via une onde THz dans un milieu non-linéaire. Nous avons développé un modèle théorique qui a correctement reproduit les expériences réalisées au CPMOH [5]. J'ai également participé à des études liées au développement du laser Petawatt qui est aujourd'hui installé au sein de l'installation

LMJ. Ces études prospectives portaient en particulier sur l'étude de réseaux de Bragg fibrés en collaboration avec le laboratoire CELIA (Université de Bordeaux I) [6]. Nous avons également travaillé sur une meilleure compréhension de la relation entre phase spectrale et phase temporelle pour des impulsions sub-picosecondes.

J'ai ensuite quitté la physique du laser pour m'orienter vers la physique des plasmas et de la matière dense. Je travaille depuis 2005 au CEA-DAM-DIF à Bruyères le Châtel dans le domaine de l'interaction laser-matière. J'y ai d'abord dirigé un laboratoire d'expérimentation laser-plasma qui comprenait une quinzaine d'ingénieurs chercheurs. Nous étions en charge de réaliser les expériences auprès des grandes installations laser telles que la LIL (prototype du LMJ) au CEA-DAM-CESTA, OMEGA au LLE (Rochester, USA) ou encore le LULI à l'École Polytechnique (Palaiseau, France). Les sujets abordés étaient nombreux et divers tels que l'étude des instabilités paramétriques, la mesure de points d'équations d'état ou encore la caractérisation de sources de rayonnement intense dans le domaine multi-keV. J'ai eu en particulier la chance de suivre de près les premières expériences sur la LIL [7].

En 2009, j'ai changé d'activité pour rejoindre un service de recherche en physique des plasmas. Depuis, je participe à la réalisation et l'amélioration du code hydrodynamique Lagrangien monodimensionnel Esther, qui est aujourd'hui un outil largement utilisé par la communauté académique en France pour les applications d'interaction laser-matière. Nous avons mis Esther à la disposition des laboratoires qui le souhaitent : le PIMM (ENSAM, Paris), le LULI (École Polytechnique, Palaiseau), l'IRAMIS (CEA, Saclay), le CELIA (Université de Bordeaux I), l'IPR (Université de Rennes), le CEMEF (Mines ParisTech Sophia-Antipolis), l'ENSTA-Bretagne (Brest), le LHC (Université de Saint-Etienne), l'Institut P' (ENSMA, Poitiers), l'ESRF (Grenoble). Toutes ces collaborations permettent d'enrichir le code avec l'intégration de modèles physiques pour répondre à des nouveaux besoins.

Les sujets que j'étudie depuis une dizaine d'année sont divers : étude des lois de comportement et d'endommagement de matériaux métalliques et composites, caractérisation de l'absorption laser dans différents régimes d'interaction, développement de procédés industriels utilisant le choc laser (test d'adhérence par choc laser, démantèlement de structures, ...), etc. Nous avons ainsi étudié l'écaillage et la fragmentation de cibles métalliques soumises à un flux laser en collaboration avec l'Institut P'. Les tirs laser ont été réalisés sur l'installation ALISE au CEA-DAM-CESTA et ont permis de caractériser des lois de comportement et des modèles d'endommagement pour de l'aluminium, de l'or, du tantale et de l'acier. La particularité de ces expériences porte sur les vitesses de déformation atteintes qui sont très élevées et qui nécessitent d'ajuster les paramètres des modèles quasi-statiques. Nous avons en particulier pu ajuster le modèle d'endommagement de Johnson pour ces différents matériaux, ce modèle a été introduit dans le code Esther [8].

Mon deuxième axe de recherche a été l'étude des données physiques dans le domaine des plasmas denses et tièdes (Warm Dense Matter). La particularité du code Esther est qu'il est dédié à l'étude de la matière du solide au plasma. Il faut donc acquérir des données physiques dans un domaine très large, ce qui nécessite souvent plusieurs modèles. En général, les données sont relativement bien connues à basse température (état solide voire liquide) et des modèles plasmas fournissent des données à très haute

température. Par contre, dans le domaine intermédiaire il est souvent difficile d’obtenir des données. Nous avons beaucoup travaillé sur des modèles semi-analytiques pour les conductivités thermiques et électriques qui sont nécessaires pour la prise en compte de la conduction thermique et de la propagation d’un laser. Cette étude a fait l’objet d’une publication et nous avons introduit l’ensemble des résultats dans la base de données du code [9].

J’ai également travaillé sur l’étude de l’opacification du VISAR (diagnostic de vélocimétrie utilisé dans des expériences laser). Ce phénomène devient de plus en plus important avec l’augmentation des énergies laser qui sont délivrées sur cible et qui génèrent un préchauffage important des matériaux. L’opacification a été mise en évidence lors d’expériences de double choc sur l’installation LULI 2000 et elle n’était pas comprise à ce moment là. Nous avons développé dans Esther un modèle spécifique d’absorption laser pour la silice dense et tiède. Nous avons pu comprendre le phénomène et proposer une modélisation de l’opacification via l’absorption par la fenêtre préchauffée par le rayonnement X induit par l’interaction laser-matière [10].

J’ai récemment participé à un programme expérimental portant sur l’étude de l’ablation laser en régime d’impulsion courte. Il s’agit d’une collaboration entre le CNES, le CEMEF, l’Institut P’, le LULI, le PIMM et le CEA-DAM. Nous avons obtenu trois campagnes sur l’installation ELFIE au laboratoire LULI pour étudier l’influence de la durée d’impulsion sur le coefficient de couplage (rapport entre l’impulsion mécanique induite et l’énergie incidente) pour différents matériaux. Ces campagnes se sont finies en 2018 et ont permis d’obtenir de nombreuses données expérimentales donnant le coefficient de couplage en fonction de la fluence pour différentes impulsions [11, 12]. Nous avons également mis en oeuvre des diagnostics originaux de réflectivité laser afin de mieux comprendre les phénomènes d’absorption laser dans un régime d’impulsion courte. Ce programme se poursuit désormais avec Photonic Associates, le CNES et le CEMEF pour dimensionner un propulseur spatial à base d’interaction laser-matière.

En parallèle à ces travaux, je participe à différents projets collaboratifs portant sur le développement de procédés laser pour l’industrie aéronautique. Ces projets se font en étroite collaboration avec le laboratoire PIMM à Paris qui a initié tous ces projets. Le premier projet est le FUI COMPOCHOC qui a été lancé en 2015. Il s’agit de développer un procédé de test d’adhérence par choc laser (LAsER Shock Adherence Test) qui permet de tester l’adhérence de joints collés de manière non destructive. J’ai encadré au sein de ce projet la thèse de Simon Bardy en collaboration avec Laurent Berthe du PIMM. Ses travaux ont permis d’améliorer nos connaissances dans la génération d’une pression d’ablation par laser dans un régime confiné (le laser traverse de l’eau avant d’être absorbé par la cible). Les nombreuses expériences réalisées ont permis d’ajuster les modèles présents dans le code Esther afin de restituer les expériences. Le code nous a ensuite permis de mieux comprendre les phénomènes d’absorption laser et de génération de pression en surface d’une cible métallique. Il permet désormais d’effectuer des prédictions précises pour des nouvelles expériences. La thèse de Simon Bardy a également permis la démonstration qu’une configuration laser en double impulsion permettait de tester des joints collés composés de composites et/ou de métaux [13, 14].

La réussite du projet COMPOCHOC a permis le lancement d’un deuxième FUI en 2018. Il s’agit du projet MONARQUE qui concerne de nouveau le secteur aéronautique.

Cette fois, nous étudions le démantèlement de structure à l'aide d'un laser. Le second objectif du projet est de créer des endommagements contrôlés (en taille et en position) dans des matériaux composites. J'encadre la thèse de Marine Scius-Bertrand au sein de ce projet en collaboration avec Laurent Berthe du laboratoire PIMM. Les études portent cette fois sur une nouvelle configuration d'interaction laser avec la génération de chocs symétriques de part et d'autre de la cible. Nous étudions également l'influence de nouveaux paramètres dans la génération de la pression d'ablation (longueur d'onde, durée d'impulsion, ...).

Je fais enfin partie d'un nouveau projet qui vient de démarrer en 2019, il s'agit de l'ANR ForgeLaser dont le sujet est l'étude du traitement par choc laser (ou Laser Shock Peening) de surfaces claustrées. Ce consortium réunit le PIMM (ENSAM, Paris), l'I2M (Bordeaux), le CEA-DAM-DIF, Thales, Airbus, Imagin Optics et Rescoll. Nous étudions les effets bidimensionnels dans les phénomènes d'interaction laser-matière et de génération de pression. Les études sont à la fois expérimentales et numériques.

Je viens de présenter les principales recherches que j'ai menées et dans lesquelles je me suis le plus investi. Je participe également régulièrement à des études plus ponctuelles en apportant mon expertise sur l'interaction laser-matière et plus généralement en physique des plasmas. J'ai ainsi pu collaborer à des études variées telles que :

- la caractérisation des transitions de phase dans l'étain à l'aide de la diffraction X résolue en temps (campagne ESRF) [15],
- la génération d'un réseau contrôlé optiquement pour l'étude de la tache focale d'une impulsion attoseconde [16],
- l'étude de la formation d'un cratère par laser dans du graphite (expérience LULI 2000) [17],
- l'analyse d'un nouveau concept de cavité laser pour les études de Fusion par Confinement Inertiel [18],
- ...

1.2 Liste des publications

Publications dans des revues internationales avec comité de lecture

Laser induced plasma characterization in direct and water confined regimes : new advances in experimental studies and numerical modelling, M.Scius-Bertrand, L.Videau, A.Rondepierre, E.Lescoute, Y.Rouchausse, J.Kaufman, Danijela Rostohar, J. Brajer, L.Berthe, J. Phys. D. : Appl. Phys. 54 (2021)

Beam size dependency of a laser-induced plasma in confined regime : Shortening of the plasma release. Influence on pressure and thermal loading, A.Rondepierre, S.Unaldi, Y.Rouchausse, L.Videau, R.Fabbro, O.Casagrande, Ch.Simon-Boisson, H.Besaucele, O.Castelnaud, L.Berthe, Optics and Laser Technology 135 (2021)

Evolution of failure pattern by laser induced shockwave within an adhesive bond, G.Tahan, M.Arrigoni, P.Bidaud, L.Videau, D.Thevenet, Optics and Laser Technology 129 (2020)

White-line evolution in shocked solid Ta evidenced by synchrotron x-ray absorption spectroscopy, C.Pepin, R.Torchio, F.Occelli, E.Lescoute, O.Mathon, V.Recoules, J.Bouchet, L.Videau, A.Benuzzi-Mounaix, T.Vinci, S.Pascarelli, P.Loubeyre, A.Sollier, Physical Review B 102 (2020)

First experimental observation of a photoabsorption-edge induced shock by its coalescence onto a regular ablation-shock, C.Courtois, O.Poujade, E.Alozy, S.Brygoo, C.Chicanne, T.Chies, S.Darbon, A Duval, J.Fariaut, M.Ferri, H.Graillot, O.Henry, B.Marchet, I.Masclat-Gobin, P.Seytor, G.Soullie, L.Videau, B.Villette, R.Wrobel, Physics of Plasma 27 (2020)

Development of a numerical code for laser-induced shock waves applications, S.Bardy, B.Aubert, T.Bergara, L.Berthe, P.Combis, D.Hébert, E.Lescoute, Y.Rouchausse, L.Videau, Optics and Laser Technology 124 (2020)

Simulation of laser-driven cratering experiments on aluminium, B.Aubert, D.Hébert, J.L.Rullier, E.Lescoute, L.Videau and L.Berthe, Journal Laser Applications 31 (2019)

Laser Shock Peening : toward the use of pliable solid polymers for confinement, C.Le Bras, A.Rondepierre, R.Seddik, M.Scius-Bertrand, Y.Rouchausse, L.Videau, B.Fayolle, M.Gervais, L.Morin, S.Valadon, R.Ecault, D.Furfari and L.Berthe, Metals 9, 793 (2019)

Few-cycle laser wakefield acceleration on solid targets with controlled plasma scale length, N.Zaim, F.Bohle, M.Bocoum, A.Vernier, S.Haessler, X.Davoine, L.Videau, J.Faure, and R.Lopez-Martens, Physics of Plasma 26 (2019)

Observation of the shock-induced β -Sn to b.c.t.-Sn transition using time-resolved X-ray diffraction, R.Briggs, R.Torchio, A.Sollier, F.Occelli, L.Videau, N.Kretschmar and M.Wulff, Journal of Synchrotron Radiation 26 (2019)

Quantitative evaluation of the mechanical strength of titanium/composite bonding using laser-generated shock waves, M.Ducousso, S.Bardy, Y.Rouchausse, T.Bergara, F.Jenson, L.Berthe, L.Videau and N.Cuvillier, Applied Physics Letters 112 (2018)

Transfers from Earth to LEO and LEO to interplanetary space using lasers, C.R.Phipps, C.Bonnal, F.Masson, M.Boustie, L.Berthe, M.Schneider, SBaton, E.Brambrink, J.M.Chevalier, L.Videau and S.Boyer, Acta Astronautica 146 (2018)

Hollow wall to stabilize and enhance ignition hohlraums, M. Vandenboomgaerde, A.Grisollet, M.Bonnefille, J.Cl  rouin, P.Arnault, N.Desbiens, and L.Videau, Physics of Plasmas 25 (2018)

Laser impulse coupling measurements at 400 fs and 80 ps using the LULI facility at 1057nm wavelength, C.R.Phipps, M.Boustie, J.M.Chevalier, S.Baton, E.Brambrink, L.Berthe, M.Schneider, L.Videau, S.Boyer and M.Scharring, Journal of Applied Physics 122 (2017)

Electronic transport coefficients in plasmas using an effective energy-dependent electron-collision-frequency, G.Faussurier, C.Blancard, P.Combis, A.Decoster and L.Videau, Physics of Plasma 24 (2017)

Numerical study of laser ablation on aluminum for shock-wave applications : development of a suitable model by comparison with recent experiments, S.Bardy, B.Aubert, L.Berthe, P.Combis, D.Hébert, E.Lescoute, J.L.Rullier and L.Videau, Optical Engineering 56 (2017)

Probing local and electronic structure in Warm Dense Matter : single pulse synchrotron x-ray absorption spectroscopy on shocked Fe, R.Torchio, F.Occelli, O.Mathon, A.Sollier, E.Lescoute, L.Videau, T.Vinci, A.Benuzzi-Mounaix, J.Headspith, W.Helsby, S.Bland, D.Eakins, D.Chapman, S.Pascarelli and P.Loubeyre, Scientific Reports 6 (2016)

Dynamic fragmentation of graphite under laser-driven shocks ; identification of four damage regimes, G.Seisson, G.Prudhomme, P.A.Frugier, D.Hébert, E.Lescoute, A.Sollier, L.Videau, P.Mercier, M.Boustie, L.Berthe, International Journal of Impact Engineering, 91 (2016)

One-dimensional magnetohydrodynamics of a cylindrical liner imploded by an azimuthal magnetic field and compressing an axial field, F. Hamann, P.Combis and L.Videau, Physics of Plasmas, 22 (2015)

Electrical and thermal conductivities in dense plasmas, G.Faussurier, C.Blancard, P.Combis and L.Videau, Physics of Plasmas, 21 (2014)

Velocity Interferometer blanking due to preheating in a double pulse planar experiment, S.Laffite, S. D.Baton, P.Combis, J. Clerouin, M.Koenig, V.Recoules, C.Rousseaux, and L.Videau, Physics of Plasmas, 21 (2014)

Optically Controlled Solid-Density Transient Plasma Gratings, S.Monchoc  , S.Kahaly, A.Leblanc, L.Videau, P.Combis, F.R  au, D.Garzella, P.D'Oliveira, Ph.Martin and F.Quéré, Physical Review Letters, 112 (2014)

Dynamic Cratering of graphite : Experimental results and simulations, G.Seisson,D.

Hébert, I.Bertron, J.-M.Chevalier, L. Hallo, E. Lescoute, L.Videau, P.Combis, F.Guillet, M.Boustie, L.Berthe, International Journal of Impact Engineering, 63 (2014)

Ultrafast Short-Range Disordering of Femtosecond laser heated warm dense aluminium, P.M.Leguay, A.Lévy, B.Chimier, F.Deneuville, D.Descamps, C.Fourment, C.Goyon, S.Hulin, S.Petit, O.Peyrusse, J.J.Santos, P.Combis, B.Holst, V. Recoules, P.Renaudin, L.Videau, and F.Dorchies, Physical Review Letters 111 (2013)

Diagnostics hardening for harsh environment in Laser Megajoule, J.L.Bourgade , R.Marmoret, S.Darbon, R.Rosch, P.Troussel, B.Villette, V.Glebov, W. T.Shmayda, J. C.Gomme, Y.Le Tonqueze, F.Aubard, J.Baggio, S.Bazzoli, F.Bonneau, J.Y.Boutin, T.Caillaud, C.Chollet, P.Combis, L.Disdier, J.Gazave, S.Girard, D.Gontier, P.Jaanimagi, H.P.Jacquet, J. P.Jadaud, O.Landoas, J.Legendre, J.L.Leray, R.Maroni, D.D.Meyerhofer, J.L.Miquel, F.J.Marshall, I.MascletGobin, G.Pien, J.Raimbourg, C.Reverdin, A.Richard, D.Rubin de Cervens, C.T.Sangster, J.P.Seaux, G.Soullie, C.Stoeckl, I.Thfoin, L.Videau, and C.Zuber, Rev. Sci. Instrum. 79 10F301 (2008)

3D numerical model for a focal plane view in case of mosaic grating compressor for high energy CPA chain, S.Montant, G.Marre, N.Blanchot, C.Rouyer, L.Videau and C.Sauteret, Optics Express, 14 (2006)

Signal propagation over polarization-maintaining fibers : Problem and solutions, D.Penninckx, N.Beck, JF.Gleyze and L.Videau, Journal of Lightwave Technology, 24 (2006)

Spatial and temporal coherence characterization of a smoothed beam, J.Surville, L.Videau, S.Montant, C.Stenz and C.Sauteret, Optics Letters 29 (2004)

Direct measurement of wave-front distortion induced during second-harmonic generation : application to breakup-integral compensation, JP.Caumes, L.Videau, C.Rouyer and E.Freysz, Optics Letters, 29 (2004)

Temporal characterization of short pulses stretched by fiber Bragg grating, G.Olivié, D.Villate, L.Videau, E.Freysz and F.Salin, Optics Letters 28 (2003)

Design and optical characterization of a large continuous phase plate for Laser Integration Line and laser Megajoule facilities, J.Neuport, X.Ribeyre, J.Daurios, D.Valla, M.Lavergne, V.Beauf and L.Videau, Applied Optics 42 (2003)

Nd :glass diode-pumped regenerative amplifier, multimillijoule short pulse chirped pulse amplifier laser, X.Ribeyre, L.Videau, A.Migus, R.Mercier and M.Mullot, Optics Letters 28 (2003)

Kerr-like nonlinearity induced via terahertz generation and the electro-optical effect in zinc blende crystals, JP.Caumes, L.Videau, C.Rouyer and E. Freysz, Physical Review Letters 89 (2002)

Statistical analysis of the sizes and velocities of laser hot spots of smoothed beams, J.Garnier and L.Videau, Physics of Plasmas 8 (2001)

Diode-pumped regenerative amplifier delivering 100-mJ single-mode laser pulses, V.Bagnoud, J.Luce, L.Videau and C.Rouyer, Optics Letters 26 (2001)

Generation of a pure phase-modulated pulse by cascading effect : a theoretical approach, L.Videau, J.Garnier, C.Rouyer and A.Migus, Journal of the Optical Society of America B 17 (2000)

Propagation of a partially coherent beam under the interaction of small and large scales, J.Garnier, C.Gouedard and L.Videau, Optics Communications 176 (2000)

Motion of hot spots in smoothed beams, L.Videau, J.Garnier, C.Rouyer et A.Migus, Journal of the Optical Society of America A 16 (1999)

Propagation and amplification of incoherent pulses in dispersive and nonlinear media, J.Garnier, L.Videau, C.Gouedard and A.Migus, Journal of the Optical Society of America A 15 (1998)

Amplification of broadband incoherent light in homogeneously broadened media in presence of Kerr nonlinearity, J.Garnier, L.Videau, C.Gouedard, J.P.Fouque and A.Migus, Journal of the Optical Society of America B 14 (1997)

Statistical analysis for beam smoothing and some applications, J.Garnier, L.Videau, C.Gouedard and A.Migus, Journal of the Optical Society of America A 14 (1997)

Communications à des congrès avec actes

Experimental implementation of shock waves propagation using multi-materials stacks – Application to bonded assemblies evaluation by laser adhesion test, S.Bardy, B.Aubert, T.Bergara, L.Berthe, M.Ducouso, R.Ecault, D.Hébert, E.Lescoute, F.Malaise, Y.Rouchausse and L.Videau, AIP Conference Proceedings 1979, 070003 (2018)

2D characterization of the pressure generated by an intense laser pulse on an aluminum target, B.Aubert, D.Hebert, J.L.Rullier, E.Lescoute, L.Videau and L.Berthe, AIP Conference Proceedings 1979, 160002 (2018)

Modeling of laser-driven water-confined shocks into porous graphite, G.Seisson, D.Hébert, I.Bertron, J.M.Chevalier, E. Lescoute, L.Videau, P.Combis, F.Guillet, M Boustie, L.Berthe, 18th APS-SSCM, 500 (2014)

Study of shock-coalescence on the LIL laser facility, G.Debras, C.Courtois, F.Lambert, S.Brygoo, A.Duval, S.Darbon, B.Villette, I.Masclat-Gobin, F.Philippe, A.Casner, P.Seytor, L.Videau, H.Graillot, T.Chies, O.Henry, D.Raffestin and C.Chicanne, EPJ Web Conferences, 59 (2013)

Laser driven spall experiments in ductile materials in order to characterize Johnson fracture model constants, L. Videau, P. Combis, S. Laffite, E. Lescoute, J. P. Jadaud, J. M. Chevalier, D. Raffestin, F. Ducasse, L. Patissou, A. Geille and T. De Resseguier, AIP Conference Proceedings, 1426 (2012)

Update on recent results of LIL experiments, A.Casner, E.Alozy, S Brygoo, M.Casanova, L.Chauvel, J.M.Chevalier, T.Chies, P.Combis, R.Courchignoux, S.Darbon, C.Debonnel, S.Depierreux, A.Duval, C.Esnault, J.E.Fuchs, H.Graillot, O.Henry, G.Huser, J.P.Jadaud, C.Labaune, A.Geille, P.Le Gourrierec, P.Loiseau, O Lutz, C.Meyer , D.T.Michel, J.L.Miquel, M.Naudy, P.Nicolai, D.Raffestin, P.Renaudin, C.Reverdin, Ph.Romary, C Rousseaux, G.Thiell, V.Tikhonchuk, J.L.Ulmer, B.Villette, L.Videau and R.Wrobel, Journal of Physics, Conference Series 244 (2010)

Overview of on-going LIL experiments, L.Videau, E.Alozy, I.Bailly, N.Borisenko, J.Y.Boutin, J.Breil, S.Brygoo, M. Casanova, A.Casner, L.Chauvel, C.Chenais-Popovics, C.Courtois, S.Darbon, S.Depierreux, J.M.Di-Nicola, P.Di-Nicola, F.Durut, A.Duval, J.Ebrardt, J.L.Feugeas, C.Fourment, S.Gary, J.C.Gauthier, M.Grech, O.Henry, A.Herve, S. Hulin, S.Huller, G.Huser, J.P.Jadaud, F.Jequier, Ch Labaune, J.Limpouch, P.Loiseau, O.Lutz, P.H.Maire, M. Mangeant, C.Meyer, D.T.Michel, J.L.Miquel, M.C.Monteil, M.Naudy, W.Nazarov, Ph.Nicolai, O.Peyrusse, F. Philippe, D.Raffestin, C.Reverdin, G.Riazuello, Ph.Romary, R.Rosch, C.Rousseaux, G.Soullie, S.Schmitt, G.Schurtz, Ch.Stenz, V.Tassin, F.Thais, C.Thessieux, G.Thiell, M.Theobald, V.Tikhonchuk, J.L.Ulmer, B.Villette, F.Wagon and R.Wrobel, Plasma Phys. Control. Fusion 50 (2008)

Amplitude modulation filtering of FM-to-AM conversion due to the focusing grating of LMJ, S.Hocquet, E.Bordenave, J.P.Goossens, C.Gouédard, L.Videau and D.Pennincks, Journal of Physics, Conference Series 112 (2008)

Synthetic aperture compression scheme for multi-petawatt high energy laser, N.Blanchot, A.Cotel, C.Le Blanc, G.Marre, S.Montant, J.Neauport, C.Rouyer, C.Sauteret, L.Videau, Journal de Physique IV 133 (2006)

Control of the amplification of large band amplitude modulated pulses in Nd-glass amplifier chain, L.Videau, J.Garnier, E.Bar, C.Rouyer, C.Gouedard and A.Migus, In Third International Conference on Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion, W.Howard Lowdermilk, Editor, Proceedings of SPIE 3492 (1999)

Recent results of optical smoothing on Phebus laser, L.Videau, A.C.L.Boscheron, J.Garnier, C.Feral, M.Laurent, J.Paye, C.Gouédard, C.Sauteret and A.Migus, SSLA-ICF, Paris, October 1996, In Second International Conference on Solid-State lasers for Application to Inertial Confinement Fusion, Ed. Michel André (1996)

1.3 Participation à des projets collaboratifs

Je suis membre du GDR ACO-CHOCOLAS qui étudie les matériaux sous hautes vitesses de déformation, et à ce titre j'ai co-organisé des conférences sous l'égide du GDR. En particulier, j'ai co-organisé les workshops IRMDSP (Interaction Rayonnement Matière du Solide au Plasma) en 2012 à Paris et en 2018 à Marseille. Ces événements ont réuni à chaque fois environ 40 chercheurs français. J'ai également participé au programme scientifique de l'école thématique du GDR qui s'est tenue en octobre 2016 à Roscoff et j'ai contribué au programme scientifique du forum ILP 2019.

Je fais partie de plusieurs projets collaboratifs financés soit par l'ANR ou par la BPI dans le cadre de FUI¹ :

Projet FUI COMPOCHOC 2016-2020 : *évaluation non destructive d'assemblages collés composites/autres matériaux*

Ce projet réunit des grands industriels (Airbus, Safran, PSA), des PME (Rescoll, Idil, Simchoc, Alphanov, Alema, Laser Metrologie) et deux laboratoires académiques (le PIMM à l'ENSAM-Paris et le CEA-DAM-DIF).

Projet FUI MONARQUE 2018-2022 : *Endommagements maîtrisés par choc laser symétrique pour le CND/SHM et le désassemblage des collages*

Ce projet réunit des grands industriels (Airbus, Safran, Thales), des PME (Rescoll, Imagin Optics) et deux laboratoires académiques (le PIMM à l'ENSAM-Paris et le CEA-DAM-DIF).

Projet ANR FORGELASER 2018-2022 : *New solutions for Laser Shock Peening*

Ce projet réunit des grands industriels (Airbus, Thales), des PME (Rescoll, Imagin Optics) et trois laboratoires académiques (l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie à l'université de Bordeaux, le PIMM à l'ENSAM-Paris et le CEA-DAM-DIF).

1. Fonds Unique Interministériel

Deuxième partie II

PRÉSENTATION DE MES ACTIVITÉS SCIENTIFIQUES

1 Introduction

A travers la présentation de mon parcours scientifique, vous avez pu constater que j'ai eu trois activités distinctes : des études de recherche en physique du laser entre 1995 et 2005, la direction d'un laboratoire en expérimentation laser-plasma entre 2005 et 2009 et désormais des activités de recherche en interaction laser-matière. Même si un laser a toujours été présent dans mes activités, les sujets sont à la fois différents dans les thématiques mais aussi dans les techniques expérimentales. J'ai donc fait le choix de ne présenter dans ce mémoire que mon activité la plus récente, c'est à dire celle portant sur l'étude de l'interaction laser-matière en général. Pour mes premières activités en physique du laser, le lecteur intéressé pourra se reporter à la lecture de ma thèse [19] sur le lissage optique et sur les publications qui ont suivi.

Pour construire mon mémoire, j'ai fait le choix d'adopter une progression mélangeant de manière progressive développements numériques et expériences. De manière logique, je vais tout d'abord décrire les travaux que j'ai menés autour du code Esther en collaboration avec Patrick Combis (chercheur au CEA-DAM-DIF). Cette première partie permettra d'aborder les modèles physiques indispensables pour traiter de manière correcte l'interaction laser-matière ainsi que la génération et la propagation d'ondes de choc dans la matière solide ou plasma. J'insisterai en particulier sur la modélisation du couplage entre le laser et la matière, point essentiel dans les applications qui seront présentées par la suite.

La deuxième partie sera consacrée à des travaux mélangeant des expériences et des développements numériques. A travers différents exemples, nous décrirons les techniques expérimentales mises en oeuvre pour l'étude des chocs par laser. Nous montrerons également tout l'intérêt de disposer d'un code d'étude que nous pouvons adapter rapidement pour interpréter de nouveaux résultats expérimentaux.

La troisième et dernière partie sera plus expérimentale et surtout plus applicative. Nous décrirons dans un premier temps les activités que nous développons dans le milieu industriel (surtout aéronautique) autour du choc laser. Ces travaux se font dans le cadre de deux projets FUI² (COMPOCHOC et MONARQUE) et un projet ANR (FORGELASER). Nous présenterons ensuite des études d'ablation laser qui se font en collaboration avec le CNES pour développer des solutions de propulsion par laser et pour trouver des moyens d'enlever les débris spatiaux des orbites spatiales.

2. Fonds Unique Interministériel

2 Développement du code Esther

Une grande partie du travail de recherche que j'ai mené depuis plus de 10 ans est lié au développement du code Esther. Ce travail a été fait en étroite collaboration avec Patrick Combis (chercheur au CEA-DAM-DIF) qui est l'initiateur et le premier développeur du code. Ce code est l'outil numérique principal dans la plupart des applications qui seront présentées ultérieurement dans le manuscrit. Je vais donc présenter dans cette première partie les principaux modèles physiques qui ont été intégrés dans le code et qui sont liés aux études présentées dans ce mémoire.

2.1 Généralités

Le code Esther (EffetS Thermo-mécaniques et Hydrodynamiques Engendrés par un Rayonnement) est un code lagrangien monodimensionnel qui peut traiter l'évolution dynamique et thermique des milieux continus en symétrie plane, axiale ou centrale. Il est essentiellement dédié à la modélisation de l'interaction entre un rayonnement (laser, rayonnement X, ions, ...) et un empilement de matériaux. Les milieux étudiés sont découpés en mailles lagrangiennes dont la masse restera constante au cours de l'interaction. Chaque maille est décrite au moyen de la position et de la vitesse de chacune de ses parois (noeuds internes et externes), toutes les autres grandeurs thermodynamiques étant calculées au centre de la maille (par exemple la densité, la température, l'énergie interne et la pression sachant que, dans un matériau à l'équilibre thermodynamique local, la connaissance de deux de ces quatre derniers paramètres conduit à celle des deux autres par l'intermédiaire de l'équation d'état). D'autres paramètres tels que la densité électronique, la température électronique, la pression électronique, la tension radiale, le champ électrique ou encore la puissance radiative locale peuvent aussi intervenir dans les calculs lorsque certaines options sont activées. Le code dispose de sa propre bibliothèque de données physiques, cette dernière étant composée de données d'équations d'état, d'indices optiques, de conductivités thermiques, de coefficients de transport en plasma dense, d'opacités et d'émissivités, de fréquences de collision et d'ionisation, de paramètres mécaniques, etc ...

Pour résoudre l'évolution dynamique du système, nous utilisons la méthode numérique du "splitting" qui consiste à découper les phénomènes intervenant au cours de l'interaction rayonnement-matière en une série de processus élémentaires qui se déroulent à chaque pas de temps. La première étape consiste à résoudre l'évolution hydrodynamique dans un milieu pour lequel la pression et la température sont fixes. Ensuite, les dépôts d'énergie sont calculés dans un empilement qui reste désormais figé (la densité et la pression sont constantes). Enfin, les mécanismes de transfert d'énergie (conduction thermique et transfert radiatif) sont pris en compte toujours dans l'empilement figé spatialement. Après chaque variation introduite par un phénomène élémentaire, tous les paramètres thermodynamiques sont ré-évalués dans chacune des mailles au moyen des équations d'état associées à chacun des milieux.

La figure 1 permet de visualiser la géométrie d'un empilement de matériaux tel qu'il est modélisé dans le code.

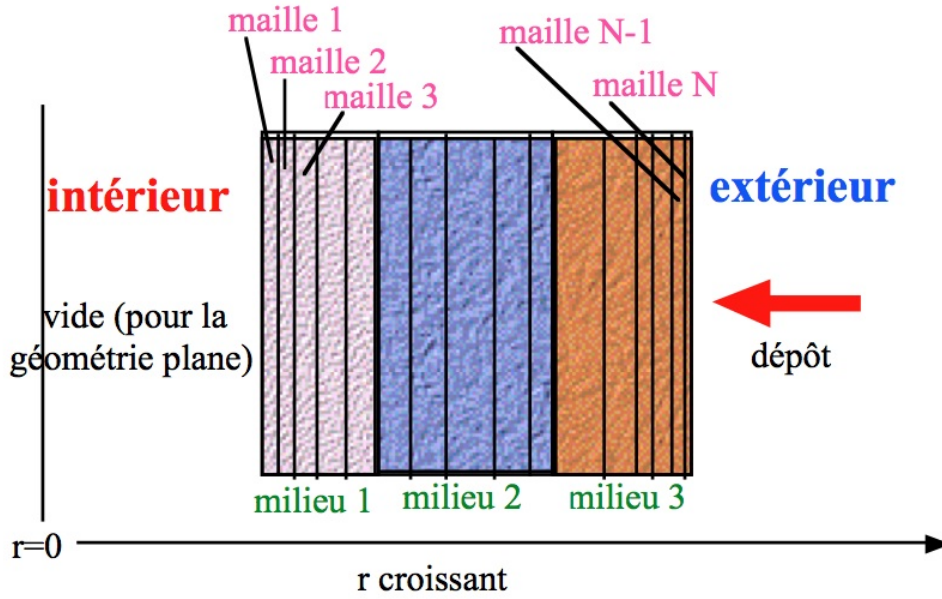


FIGURE 1 – Géométrie des mailles dans le code Esther.

2.2 Modélisation de l'hydrodynamique

2.2.1 Equations hydrodynamiques complètes

Les équations de base de l'hydrodynamique dans les solides ou les fluides sont directement écrites dans le formalisme lagrangien sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} - \text{div } \bar{\bar{\sigma}} = 0 & \text{conservation de la quantité de mouvement} \\ \rho \frac{\partial e}{\partial t} - \text{trace} \left[\bar{\bar{\sigma}} \overline{\text{grad}} \vec{u} \right] = 0 & \text{conservation de l'énergie} \\ \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} = \vec{u} & \text{évolution de la position des mailles} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \text{div } \vec{u} = 0 & \text{conservation de la masse} \end{array} \right. \quad (1)$$

où \vec{r} , \vec{u} , ρ et e sont respectivement la position, la vitesse, la densité massique et l'énergie interne (ou énergie spécifique) de la maille. Dans un solide, les pressions sont de nature tensorielle et il est d'usage de parler du tenseur des contraintes $\bar{\bar{\sigma}}$. Lorsque la matière est sous forme liquide ou vapeur, la partie déviatorique disparaît et le tenseur des contraintes s'identifie à la pression.

Le tenseur des contraintes $\bar{\bar{\sigma}}$ s'exprime en fonction de la pression P et d'une quantité $\bar{\bar{D}}$ appelée déviateur des contraintes :

$$\bar{\bar{\sigma}} = -(P + Q)\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{D}} \quad (\bar{\bar{I}} \text{ est la matrice identité}) \quad (2)$$

P est la composante isotrope du tenseur des contraintes ($P = -\frac{1}{3}tr(\bar{\sigma})$), elle correspond à la pression fournie par l'équation d'état du matériau. Q est la pseudo-viscosité indispensable pour traiter correctement les chocs dans un code d'éléments finis.

Pour résoudre l'évolution dynamique du déviateur des contraintes, nous avons repris le modèle élasto-plastique parfaitement plastique qui est bien adapté à la majorité des matériaux métalliques que nous traitons avec Esther. Pour cela nous avons repris l'expression de la loi de Hooke :

$$\bar{\sigma} = \lambda tr(\bar{\epsilon})\bar{I} + 2\mu \bar{\epsilon} \quad (3)$$

où μ est le module de cisaillement. λ est relié au coefficient de Poisson ν et à μ par la formule : $\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}$. Une autre formule relie λ au module d'Young E : $E = \frac{\mu(3\lambda+2\mu)}{(\lambda+\mu)}$. $\bar{\epsilon}$ correspond au tenseur des déformations.

En dérivant la loi de Hooke par rapport au temps et en remplaçant le tenseur des contraintes par son expression 2, nous obtenons la loi d'évolution du déviateur :

$$\frac{\partial \bar{D}}{\partial t} = 2\mu \left(\bar{\dot{\epsilon}} - \frac{1}{3} tr(\bar{\dot{\epsilon}})\bar{I} \right) \quad (4)$$

La dérivée du tenseur des déformations est reliée au champ de vitesse \vec{u} par la relation : $\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t} = \frac{1}{2} \left(\overline{grad \vec{u}} + \overline{grad \vec{u}}^t \right)$.

En géométrie monodimensionnelle, seule la composante radiale du vecteur vitesse est non nulle, ce qui permet de simplifier le système d'équations 1. Pour cela, nous introduisons la composante non nulle de la vitesse $u = u_x$ ($u = u_r$ en géométrie axiale ou centrale) et les 2 composantes indépendantes D_r et D_t du tenseur des contraintes. En géométrie plane, nous avons $D_r = D_x$ et $D_t = 0$. En géométrie axiale et centrale, nous avons respectivement $D_t = D_{\theta\theta}$ et $D_t = D_{\phi\phi}$. Le nouveau système d'équations généralisées est présenté ci-dessous (g vaut 0,1 ou 2 respectivement pour les géométries plane, axiale et centrale).

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(P+Q-D_r)}{\partial r} - g \frac{(D_r-D_t)}{r} = 0 \\ \rho \frac{\partial e}{\partial t} + (P+Q-D_r) \frac{1}{r^g} \frac{\partial(r^g u)}{\partial r} + u g \frac{(D_r-D_t)}{r} = 0 \\ \frac{\partial r}{\partial t} = u \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho}{r^g} \frac{\partial(r^g u)}{\partial r} = 0 \end{array} \right. \quad (5)$$

Le schéma hydrodynamique que nous avons développé dans Esther est basé sur ce système d'équations qui est commun aux trois géométries. Il devient auto-consistent lorsqu'il est complété par les équations d'état. La température et la pression sont fixes lors de la résolution du système et sont recalculées ensuite à partir de la densité et de l'énergie interne qui ont évolué lors de la résolution du système 5.

Nous allons décrire dans la partie suivante les modèles élasto-plastiques qui permettent de calculer le déviateur des contraintes lorsque la matière n'est pas dans un état liquide ou vapeur.

2.2.2 Modèles élasto-plastiques

Dans le modèle élasto-plastique parfaitement plastique implémenté dans Esther, le déviateur des contraintes est calculé à partir du module de cisaillement μ et du tenseur des déformations (voir l'équation 4). Cette relation est valable lorsque la matière est dans le domaine élastique, mais il faut pondérer le déviateur lorsque ce dernier dépasse la limite d'élasticité Y . Deux critères sont utilisés pour pondérer le déviateur : le critère de Von Mises et le critère de Tresca. Dans les deux cas, nous calculons un estimateur élastique \bar{D} qui limite le déviateur : $\bar{D} = \sqrt{\frac{3}{2} \sum D_i^2}$ pour le critère de Von Mises et $\bar{D} = \max |D_i - D_j|$ pour le critère de Tresca. Après avoir calculé l'estimateur élastique, nous l'utilisons pour limiter le déviateur à l'aide des formules suivantes :

$$\begin{aligned} D_r &= D_r \min \left(1, \frac{Y}{\bar{D}} \right) \\ D_r - D_t &= (D_r - D_t) \min \left(1, \frac{Y}{\bar{D}} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

Les modèles élasto-plastiques implémentés dans Esther sont au nombre de trois, ils calculent tous le module de cisaillement μ et la limite d'élasticité Y en fonction de l'état de la matière (température, pression, déformation plastique, etc ...).

Modèle constant avec ramollissement :

Le premier modèle disponible dans le code est aussi le plus simple : μ et Y sont constants quasiment dans tout le domaine où la matière est solide. Nous avons simplement rajouté une fonction de ramollissement qui permet de passer continûment d'une valeur constante à une valeur nulle lorsque la matière passe du solide au liquide. Ce modèle simple est intéressant lorsque nous n'avons pas d'informations suffisantes pour utiliser un modèle plus évolué.

Modèle de Steinberg-Cochran-Guinan ou SCG :

Le modèle SCG est plus évolué que le modèle simple, il dépend à la fois de la pression et de la température, mais aussi de la déformation plastique accumulée. Il est plus adapté pour des cas en hydrodynamique rapide pour lesquels la température et la pression peuvent évoluer de manière importante au cours de la simulation (propagation d'un choc fort par exemple). Le système suivant présente les équations du modèle.

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_0 + G_p \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{\frac{1}{3}} \max(0, P) + G_T \max(0, T - 300) \\ Y &= \tilde{Y}_0 \frac{\mu}{\mu_0} \\ \tilde{Y}_0 &= \min [Y_0 (1 + \beta \max(0, \epsilon_p + \epsilon_i))^n, Y_{max}] \end{aligned} \quad (7)$$

où Y_0 , μ_0 , G_p , G_T , Y_{max} , β , n et ϵ_i sont les paramètres du modèle. ρ_0 correspond à la densité du solide. ϵ_p est la déformation plastique équivalente accumulée localement.

La richesse du modèle est aussi un inconvénient : il faut de nombreuses expériences pour caler l'ensemble des paramètres.

Modèle de Johnson-Cook ou JC :

Le modèle de Johnson-Cook est très utilisé en dynamique rapide, la limite d'élasticité du modèle dépend de la température et de la déformation plastique ainsi que de la dérivée de cette dernière. L'équation d'évolution de Y est :

$$\begin{aligned} Y &= (A + B\epsilon_p^n)(1 + C \log \frac{\dot{\epsilon}_p}{\dot{\epsilon}_0})(1 - (T^*)^m) \\ T^* &= \frac{T - T_0}{T_m - T_0} \end{aligned} \quad (8)$$

où A , B , C , m et $\dot{\epsilon}_0$ sont les paramètres du modèle. T_0 et T_m sont respectivement la température ambiante et la température de fusion du matériau. T^* est limité numériquement entre 0 et 1.

2.2.3 Modèles d'endommagement

Après avoir présenté les modèles d'élasto-plasticité, nous allons décrire les modèles d'endommagement qui suivent les phénomènes de plasticité. Comme précédemment, nous avons implémenté des modèles relativement simples et d'autres qui sont plus évolués.

Modèle de tension limite :

Le modèle le plus simple d'endommagement est le modèle de tension limite. Lorsque la tension atteint en traction une valeur seuil (appelée tension limite) au niveau d'un noeud, ce dernier se scinde en deux noeuds créant ainsi un vide entre les deux mailles adjacentes. Ce vide est synonyme d'écaillage puisque la matière n'est plus jointe. Ce modèle de tension limite n'affecte pas la propagation des ondes avant la rupture puisqu'il s'agit d'un critère lié à un seuil sans rétroaction sur la matière. Même simple, ce modèle est pourtant souvent utilisé dans la littérature pour les matériaux ductiles, car il permet d'estimer correctement les épaisseurs des écailles ainsi que leur mise en vitesse. Par contre, il ne pourra pas reproduire les effets dus à un endommagement sur la propagation des ondes.

Modèle de Tuler-Butcher :

Une première amélioration du modèle de tension limite peut se faire en modifiant la définition de tension seuil. Tuler et Butcher [20] ont proposé pour cela un modèle cumulatif de dommages induits dans la matière. Nous proposons la formulation suivante qui a le mérite d'avoir des paramètres dans des unités physiques (plusieurs formulations équivalentes sont possibles).

$$I = \int_{\sigma > \sigma_s} \left(\frac{\sigma}{\sigma_s} - 1 \right)^\beta dt \quad (9)$$

où σ_s , β et sont les paramètres du modèle qui régissent l'évolution de I . L'intégrale, qui a la dimension d'un temps, est incrémentée lorsque la tension dépasse une tension seuil. Au final, un endommagement est identifié lorsque $I > t_c$ où t_c est le dernier paramètre du modèle. Cette formulation est toujours sans rétroaction sur la matière mais

elle prend en compte la dynamique de création de l'endommagement (pour plus de détails, le lecteur pourra consulter la thèse de Jean-Paul Cuq-Lelandais qui a utilisé ce modèle dans Esther [21]).

Modèle de Johnson :

Le dernier modèle que nous décrivons est le plus complet avec à la fois une dépendance temporelle de l'endommagement, mais aussi une rétroaction sur le comportement des matériaux (équations d'état et élasto-plasticité). C'est ce modèle que nous utilisons en général pour prendre en compte un endommagement dans des matériaux métalliques. Il est basé sur l'évolution d'une porosité au sein de la matière. Les équations d'évolution sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_s = \frac{a_s}{\alpha} \ln \left(\frac{\alpha}{\alpha-1} \right) \quad \text{définition de la pression seuil} \\ \frac{\partial \alpha}{\partial t} = -\frac{(\alpha_0-1)^{\frac{2}{3}}}{\eta} \alpha (\alpha-1)^{\frac{1}{3}} (\sigma - P_s) \quad \text{si } P > P_s \text{ (compression)} \\ \frac{\partial \alpha}{\partial t} = -\frac{(\alpha_0-1)^{\frac{2}{3}}}{\eta} \alpha (\alpha-1)^{\frac{1}{3}} (\sigma + P_s) \quad \text{si } P < -P_s \text{ (traction)} \end{array} \right. \quad (10)$$

où $\alpha = \frac{V_m+V_0}{V_m}$ est la porosité locale du milieu. V_0 et V_m sont respectivement les volumes de vide et de matière présents dans une maille. Par définition, la porosité est toujours supérieure ou égale à 1. Nous pouvons voir à travers les équations d'évolution que la porosité diminue en compression et augmente en traction, ce qui est logique. Les trois paramètres du modèle d'évolution de la porosité sont la porosité initiale α_0 , η et a_s . L'écaillage est activé dans le code lorsque la porosité atteint une valeur limite α_c qui est le quatrième et dernier paramètre du modèle.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, le modèle permet une rétroaction sur les équations d'état de la matière et les lois de comportement. Concernant les équations d'état, nous utilisons la porosité pour déterminer une densité matière ρ_m qui est simplement égale à $\rho_m = \alpha\rho$. C'est cette densité matière qui est utilisée dans l'appel aux données d'équation d'état qui nous retourne l'énergie interne spécifique et la pression matière P_m . La pression de la maille P est ensuite calculée à partir de la pression matière avec la formule $P = P_m/\alpha$.

La rétroaction sur les lois de comportement est plus compliquée. Nous avons repris la modélisation de MacKenzie [22] qui propose des corrections à appliquer sur le module de cisaillement et la limite d'élasticité. Les relations que nous utilisons sont directement issues de son article et sont présentées ci-dessous.

$$\begin{aligned} \tilde{\mu} &= \frac{1}{\alpha} \mu \left[1 - (\alpha - 1) \left(\frac{6K + 12\mu}{9K + 8\mu} \right) \right] \\ \tilde{Y} &= \frac{1}{\alpha} Y \end{aligned} \quad (11)$$

où Y et μ sont respectivement la limite d'élasticité et le module de cisaillement calculés par les modèles de comportement avec la densité matière ρ_m . K est le module d'incompressibilité égal à $K = \rho_m C_s^2$ (C_s est la vitesse du son du matériau).

2.3 Modélisation des transferts d'énergie

Nous présentons dans cette section les phénomènes physiques de transfert d'énergie qui doivent être pris en compte dès que la température du milieu devient inhomogène et significative. Les deux phénomènes que nous allons décrire sont la conduction thermique et le transfert de radiatif. Il faut noter que le traitement de ces échanges d'énergie est primordial dans le cas de l'interaction laser-matière, car l'absorption laser est directement reliée à la forme du plasma détendu dans la zone d'interaction, cette forme étant elle-même directement reliée aux échanges d'énergie présents dans cette zone. Paradoxalement, l'absorption laser est la plupart du temps ajustée dans les codes laser-plasma via le réglage de certains coefficients de la conduction thermique et non pas à l'aide de coefficients reliés directement à l'absorption laser comme les indices optiques.

2.3.1 Conduction thermique

L'équation de la chaleur décrivant la diffusion de la température au sein d'un milieu est donnée par la relation.

$$\rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} = -div(\vec{q}) \quad (12)$$

C_v est la capacité calorifique du milieu exprimée en $J/(kg.K)$ et \vec{q} est le flux de chaleur relié au gradient de température par $\vec{q} = -K \overrightarrow{grad} T$ où K est la conductivité thermique en $W/(m.K)$. Il est à noter que nous résolvons cette équation à géométrie figée, ce qui explique que nous ayons utilisé la capacité calorifique C_v .

En géométrie mono-dimensionnelle, l'équation de chaleur peut s'écrire simplement :

$$\rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{r^g} \frac{\partial}{\partial r}(r^g q) = 0 \quad (13)$$

où g dépend de la géométrie (0, 1 ou 2 respectivement pour les géométries plane, axiale et centrale).

Nous allons décrire maintenant la méthode retenue dans le code Esther pour résoudre cette équation de manière commune aux trois géométries. Pour cela, il faut dans un premier temps intégrer la relation 13 dans chacune des mailles. Nous obtenons pour une maille :

$$m C_v \Delta T = S_{ext} K_{ext} \delta t \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{ext} - S_{int} K_{int} \delta t \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{int} \quad (14)$$

S_{int} et S_{ext} correspondent respectivement aux surfaces internes et externes de la maille (ou encore surfaces à gauche et à droite), m étant la masse de la maille. ΔT est la variation de la température au cours du pas de temps δt .

Pour une maille i , la relation devient :

$$m_i C_{v,i} (T_i - T_i^0) = S_{ext,i} K_{ext,i} \delta t \frac{T_{i+1} - T_i}{\bar{r}_{i+1} - \bar{r}_i} - S_{int,i} K_{int,i} \delta t \frac{T_i - T_i^0}{\bar{r}_i - \bar{r}_{i-1}} \quad (15)$$

T_i^0 correspond à la valeur de la température dans la maille i au pas de temps précédent et les variables \bar{r} sont les rayons au centre des mailles.

Nous pouvons voir que chaque maille est couplée avec ses voisines proches ce qui rend la résolution impossible à résoudre de manière découplée. Par contre, ce système d'équation peut se résoudre de manière matricielle. La matrice de couplage ne comprend des valeurs non nulles que sur la diagonale principale et sur les deux diagonales voisines.

Remarque sur les valeurs aux interfaces :

Nous voyons que l'équation 15 fait apparaître des conductivités thermiques au niveau d'une interface pour laquelle la matière n'est pas définie par le code. Il faut donc calculer une conductivité moyenne à l'interface. Nous avons opté classiquement pour une relation harmonique comme le décrit la relation suivante appliquée pour la surface externe d'une maille i :

$$K_{ext} = 2 \frac{K_i K_{i+1}}{K_i + K_{i+1}} \quad (16)$$

Remarque sur la limitation du flux de chaleur :

Dans les années 1970, les premières simulations d'expériences laser ont montré qu'il fallait limiter le flux de chaleur \vec{q} dans certaines conditions pour lesquelles l'équation de la chaleur traitée uniquement par diffusion n'était plus valable [23]. La proposition retenue a été de limiter le flux de chaleur en le comparant avec un flux théorique thermique décrit par un gaz parfait d'électrons : $q < f N_e k_b T_e V_{th,e}$. $V_{th,e}$ est la vitesse thermique des électrons et N_e la densité d'électrons. f est le limiteur de flux dont la valeur oscille entre 5 et 15% en fonction des conditions expérimentales (longueur d'onde, intensité, etc.). Nous avons introduit cette limitation du flux de chaleur dans le code en introduisant également une limitation sur le flux de chaleur ionique (dans un modèle bi-température), cette limitation pouvant être nécessaire dans le cadre d'expériences de fusion par laser où la conduction thermique ionique devient importante (elle est négligeable dans la plupart des cas).

2.3.2 Conduction thermique à deux températures et équilibrage électronique

Nous venons de décrire un modèle de conduction de la chaleur dans lequel nous avons supposé que le milieu était caractérisé par une seule température. Dans certaines applications, cette hypothèse n'est plus valable et il faut prendre en compte un déséquilibre en température entre les ions et les électrons. L'équation de la chaleur est alors modifiée et elle se scinde en deux équations décrivant les évolutions respectives de la température électronique T_e et de la température ionique T_i . En géométrie plane, les équations deviennent :

$$\begin{aligned} C_e \frac{\partial}{\partial t} T_e &= \frac{\partial}{\partial r} K_e \frac{\partial}{\partial r} T_e - \gamma(T_e - T_i) \\ C_i \frac{\partial}{\partial t} T_i &= \frac{\partial}{\partial r} K_i \frac{\partial}{\partial r} T_i + \gamma(T_e - T_i) \end{aligned} \quad (17)$$

où C_e et C_i sont les capacités électroniques et ioniques en $J/(m^3.K)$ et K_e et K_i les conductivités thermiques électroniques et ioniques. γ_{ei} est le coefficient de couplage entre les ions et les électrons.

Ce système d'équations couplées permet de résoudre la conduction thermique en présence d'un découplage en température entre les électrons et les ions. Généralement, la conduction thermique ionique peut être négligée et seuls les électrons sont les responsables d'un transport de chaleur. Les ions 'suivent' en température via l'équilibration en température qui se fait rapidement.

2.3.3 Transfert de rayonnement en géométrie plane

Le deuxième phénomène physique important d'échanges d'énergie au sein d'un milieu est le transfert de rayonnement. La matière portée à haute température va émettre des photons qui vont se propager et peuvent être absorbés à courte ou longue distance en fonction de l'opacité du milieu. Pour prendre en compte le transfert radiatif, il faut arriver à calculer à chaque instant l'intensité lumineuse notée $I_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)$ (unité en $W.m^{-2}.sr^{-1}.Hz^{-1}$). Elle est reliée à une quantité d'énergie dE à l'aide de la relation : $dE = I_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) \cos \theta dS d^2\Omega d\nu dt$. dE correspond à la quantité d'énergie transportée par les photons ayant une fréquence comprise entre ν et $d\nu$, traversant la surface dS pendant la durée dt , dans un angle solide $d^2\Omega$ autour de la direction $\vec{\Omega}$. θ est l'angle entre la direction d'émission $\vec{\Omega}$ et la normale à la surface dS (voir figure 2).

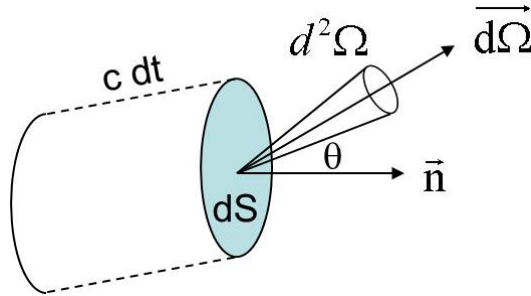


FIGURE 2 – Rayonnement traversant la surface dS .

Connaissant l'intensité lumineuse, il est possible de déterminer la quantité d'énergie radiative déposée dans la matière : $P_{dep} = \frac{\partial E}{\partial t} = \int d^2\Omega \int_0^{+\infty} (k_\nu I_\nu - j_\nu) d\nu$. Cette grandeur est algébrique, c'est à dire qu'elle peut être positive (la matière reçoit globalement de l'énergie) ou négative (la matière perd de l'énergie).

En négligeant les termes de diffusion, l'équation de transfert de rayonnement s'écrit [24] :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} I_\nu = \rho [j_\nu (1 + n_\nu) - \kappa_\nu I_\nu] \quad (18)$$

où ρ est la densité massique (unité en $kg.m^{-3}$), κ_ν l'opacité vraie (unité en $m^2.kg^{-1}$) et j_ν l'émissivité (unité en $W.kg^{-1}.sr^{-1}.Hz^{-1}$). Le terme n_ν correspond au terme d'émission induite et est donné par : $n_\nu = \frac{c^2 I_\nu}{2h\nu^3}$. L'équation de transfert peut alors s'écrire sous sa forme usuelle :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I_\nu}{\partial t} + \vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} I_\nu = \rho [j_\nu - k_\nu I_\nu] \quad (19)$$

où k_ν est l'opacité corrigée de l'émission induite : $k_\nu = \kappa_\nu - \frac{c^2 j_\nu}{2h\nu^3}$.

Cas particulier d'un rayonnement de Planck :

Dans le cas du rayonnement de Planck, l'intensité lumineuse est donnée par la relation :

$$I_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (20)$$

Pour un rayonnement Planckien, l'émissivité j_ν est directement reliée à l'opacité par : $j_\nu = k_\nu B_\nu(T)$.

Il est possible d'obtenir l'énergie radiative et le flux radiatif émis dans un demi-espace. Nous obtenons les relations classiques :

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{4\pi}{c} \int_0^{+\infty} B_\nu(T) d\nu = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3 h^3} T^4 = aT^4 \\ F_r &= \pi \int_0^{+\infty} B_\nu(T) d\nu = \frac{a}{4} T^4 = \sigma T^4 \quad (\text{loi de Stefan}) \end{aligned} \quad (21)$$

avec $a = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3 h^3}$ et $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5.6696 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$.

Nous allons maintenant décrire la méthode de résolution retenue pour résoudre l'équation de transfert qui permet d'obtenir l'intensité lumineuse. Nous nous placerons dans un régime stationnaire (la dérivée temporelle dans l'équation de transfert est supposée nulle).

Résolution dans une maille homogène en régime stationnaire.

La résolution de l'équation de transfert est relativement simple en géométrie plane dès lors que le milieu est considéré comme homogène. Soit s la coordonnée curviligne le long d'une direction donné $\vec{\Omega}$, nous avons :

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial s} = \rho[j_\nu - k_\nu I_\nu] \quad (22)$$

En intégrant cette relation entre s_0 et s , nous obtenons après simplification la relation donnant l'intensité lumineuse en sortie du milieu :

$$I_\nu(s) = \frac{(2 - \rho ds k_\nu) I_\nu(s_0) + 2\rho ds j_\nu}{2 + \rho ds k_\nu} \quad (23)$$

Cette relation permet de relier l'intensité lumineuse en sortie d'un milieu homogène en fonction de l'intensité lumineuse en entrée du milieu et des caractéristiques du milieu (densité, opacité, émissivité et longueur traversée). Nous allons maintenant résoudre le transfert radiatif dans un empilement composé de différentes mailles supposées individuellement homogènes.

Résolution dans un empilement de mailles.

La résolution de l'équation de transfert 18 en géométrie plane est relativement simple. En effet, du fait de l'absence des termes de diffusion, il n'y a pas de couplage entre différents angles. Nous allons donc pouvoir calculer l'intensité lumineuse $I_\nu(\vec{r}, \vec{\Omega}, t)$ suivant des angles discrets $\vec{\Omega}^j$ et cela de manière indépendante. Pour un angle donné, le rayon lumineux se propage en ligne droite et intercepte chaque maille au niveau de ses noeuds interne et externe définis respectivement par $r_{i-\frac{1}{2}}$ et $r_{i+\frac{1}{2}}$ (ils correspondent aux bords de la maille i). Dans chaque maille supposée homogène, nous venons de voir qu'il est possible de résoudre numériquement la propagation de l'intensité lumineuse, il suffit ainsi de suivre le rayon de maille en maille en calculant à chaque fois l'intensité lumineuse de sortie qui devient la valeur d'entrée de la maille suivante.

La figure 3 montre la géométrie retenue pour le découpage angulaire de l'espace.

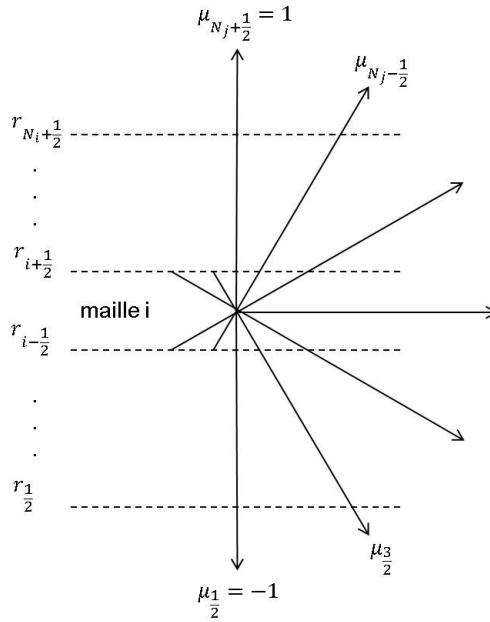


FIGURE 3 – Propagation des faisceaux lumineux à travers une géométrie à symétrie plane.

Un faisceau lumineux le long de la direction $\vec{\Omega}^j$ est défini à partir de l'angle θ^j qu'il fait avec l'axe \vec{e}_r perpendiculaire aux mailles (direction verticale sur la figure). Nous posons $\mu^j = \vec{e}_r \cdot \vec{\Omega}^j = \cos \theta^j$ et utiliserons par la suite ce paramètre μ^j pour la discrétisation des faisceaux. On va associer un angle solide w^j à chaque rayon, cela correspond au poids porté par chaque rayon. Pour N^j secteurs angulaires compris entre 0 et π , la discrétisation angulaire est réalisée de manière à obtenir des directions μ^j équidistantes :

$$\begin{aligned} \mu^{\frac{1}{2}} &= -1 \\ \mu^{j+\frac{1}{2}} &= \mu^{j-\frac{1}{2}} + \frac{2}{N^j} \text{ pour } j = 1..N^j - 1 \\ \mu^{N^j+\frac{1}{2}} &= 1 \end{aligned} \quad (24)$$

Nous définissons ainsi un secteur angulaire situé entre $\mu^{j-\frac{1}{2}}$ et $\mu^{j+\frac{1}{2}}$, correspondant à un angle solide w^j constant pour toutes les valeurs de j , et égal à $2\pi \left(\mu^{j+\frac{1}{2}} - \mu^{j-\frac{1}{2}} \right) =$

$\frac{4\pi}{N^j}$. Nous introduisons également les valeurs centrées $\mu^j = \frac{1}{2}(\mu^{j+\frac{1}{2}} + \mu^{j-\frac{1}{2}})$ auxquelles nous associerons aussi une intensité. Ainsi, l'intensité sera discrétisée selon N_j secteurs et $2N_j + 1$ directions.

Pour un angle donné μ^j d'indice entier ou demi-entier, nous utilisons la relation (23) avec $ds = \frac{r_{i+\frac{1}{2}} - r_{i-\frac{1}{2}}}{|\mu^j|}$, en procédant par récurrence du bord interne de l'empilement des mailles vers le bord externe pour les directions positives et du bord externe vers le bord interne pour les directions négatives. Les conditions initiales sont définies au niveau des bords interne et externe de l'empilement où nous considérons que l'intensité lumineuse incidente est nulle (pas de rayonnement provenant du vide externe).

Dans le cas particulier des rayons parallèles aux mailles ($\mu = 0$), l'expression donnant ds diverge et il faut alors utiliser la relation :

$$I_\nu(\mu = 0) = \frac{j_\nu}{k_\nu} \quad (25)$$

Il ne faut pas oublier d'appliquer les mêmes relations pour passer à travers un éventuel vide entre deux mailles successives. Nous appliquons alors le même formalisme mais en imposant $j_\nu = 0$ et $k_\nu = 0$, puisque le vide n'émet et n'absorbe aucun rayonnement.

La puissance radiative déposée dans la maille i par unité de surface (unité en W/m^2) est déterminée à partir de la relation suivante :

$$P_{\nu,i} = m_i \sum_{j=1}^{N^j} w^j (k_{\nu,i} \bar{I}_\nu^j, i^j - j_i) \quad (26)$$

où l'intensité moyenne en angle et en espace \bar{I}_i^j est calculée au moyen de la relation :

$$\bar{I}_i^j = \frac{1}{2}(\bar{I}_{i-\frac{1}{2}}^j + \bar{I}_{i+\frac{1}{2}}^j) = \frac{1}{12}(I_{i-\frac{1}{2}}^{j-\frac{1}{2}} + 4I_{i-\frac{1}{2}}^j + I_{i-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}} + I_{i+\frac{1}{2}}^{j-\frac{1}{2}} + 4I_{i+\frac{1}{2}}^j + I_{i+\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}}) \quad (27)$$

m_i est la masse de la maille i par unité de surface (unité en kg/m^2). Nous reconnaissons dans l'expression (27) les coefficients liés à la formule du trapèze pour l'interpolation spatiale (coefficients $\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{2}$) et ceux liés à la formule de Simpson pour l'interpolation angulaire (coefficients $\frac{1}{6}$, $\frac{4}{6}$ et $\frac{1}{6}$).

Cas test d'un milieu homogène.

Nous avons effectué différents cas tests pour valider la méthode de résolution implantée dans Esther, nous présentons ici un cas particulier d'un milieu homogène qui peut se résoudre de manière analytique. La solution théorique en symétrie plane pour un matériau d'épaisseur L , d'opacité k_ν et d'émissivité j_ν est donnée pour chaque angle μ par :

$$\begin{aligned}
\mu > 0 & : I_\nu(x, \mu) = \frac{j_\nu}{k_\nu} \left[1 - e^{-\frac{\rho k_\nu x}{\mu}} \right] \\
\mu = 0 & : I_\nu(x, \mu) = \frac{j_\nu}{k_\nu} \\
\mu < 0 & : I_\nu(x, \mu) = \frac{j_\nu}{k_\nu} \left[1 - e^{\frac{\rho k_\nu (L-x)}{\mu}} \right]
\end{aligned} \tag{28}$$

La température radiative et la puissance radiative par unité de masse se calculent à partir de l'intensité lumineuse :

$$\begin{aligned}
P_{rad}(x) & = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(2\pi k \int_{-1}^1 I_\nu(x, \mu) d\mu - 4\pi j_\nu \right) d\nu \\
T_{rad}(x) & = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{2\pi}{4\sigma} \int_{-1}^1 I_\nu(x, \mu) d\mu \right)^{1/4} d\nu
\end{aligned} \tag{29}$$

La figure 4 montre les résultats d'un cas test simulé avec le code Esther et comparé avec la solution semi-analytique présentée ci-dessus (les intégrales ont été calculées à l'aide du logiciel Mathematica). Nous simulons le transfert radiatif dans une feuille homogène de 100 microns d'aluminium (température de 100 eV et densité de $0.1 g/cm^3$). Pour pouvoir se comparer avec la solution théorique, les opacités et émissivités sont constantes pour chaque maille et pour chaque groupe de fréquence. Nous avons repris des grandeurs typiques de l'aluminium dans ces conditions. Les valeurs prises dans le cas test sont $k_\nu = 5000 cm^2/g$ et $j_{tot} = 2 \times 10^{17} W/g$.

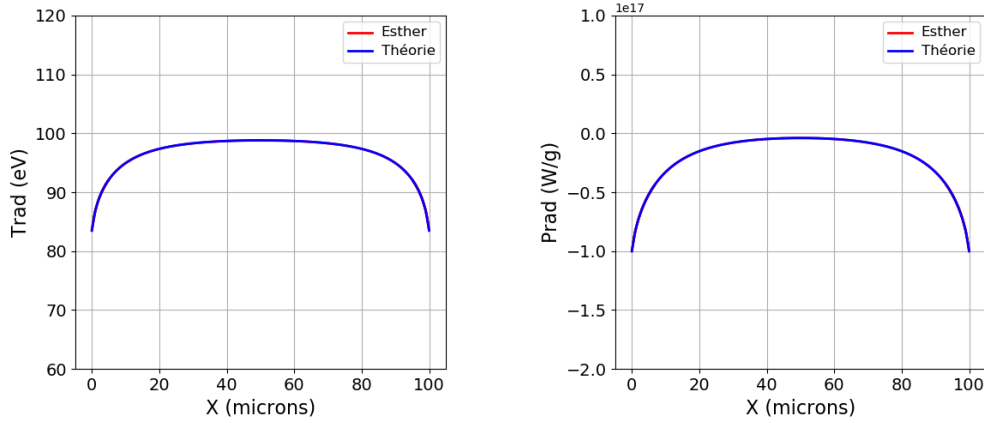


FIGURE 4 – Les figures de gauche et de droite présentent respectivement la température et la puissance radiative au sein de la feuille de 100 microns d'aluminium. La densité de la feuille est de $0.1 g/cm^3$. L'opacité du milieu est $k = 5000 cm^2/g$ et l'émissivité totale $j_{tot} = 2 \times 10^{17} W/g$.

Nous pouvons voir que les profils obtenus avec Esther se superposent parfaitement avec les résultats théoriques, ce qui nous conforte dans notre schéma numérique. Pour cette simulation, nous avons pris 10 secteurs angulaires pour découper l'espace angulaire. Nous avons fait varier ce nombre entre 5 et 20 sans voir de différence sur les résultats. Ces profils en cloche sont classiques, les bords perdant plus d'énergie radiative que le centre.

2.4 Modélisation de l'interaction laser-matière

Nous allons présenter dans cette partie la modélisation de l'interaction laser-matière dans le code Esther. Après avoir décrit une simplification des équations de Maxwell, nous décrirons les deux modèles qui sont implémentés dans le code, à savoir la résolution de l'équation de Helmholtz et le tracé de rayons. Nous décrirons enfin comment nous calculons les indices optiques dans l'ensemble du domaine densité-température requis par le code.

2.4.1 Equations de Maxwell

Les équations de Maxwell [25] mettent en jeu les champs électrique et magnétique $\vec{\mathcal{E}}$ et $\vec{\mathcal{H}}$ ainsi que les inductions électrique et magnétique $\vec{\mathcal{D}}$ et $\vec{\mathcal{B}}$. Ces grandeurs, réelles et vectorielles, sont régies par les équations :

$$\begin{aligned} \text{rot}(\vec{\mathcal{E}}) &= -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t}, \\ \text{rot}(\vec{\mathcal{H}}) &= \frac{\partial \vec{\mathcal{D}}}{\partial t} + \vec{j}, \\ \text{div}(\vec{\mathcal{D}}) &= \rho, \\ \text{div}(\vec{\mathcal{B}}) &= 0, \end{aligned} \tag{30}$$

où \vec{j} est la densité de courant et ρ la densité de charge.

Nous supposons que les milieux sont linéaires, isotropes, non magnétiques et non dispersifs ce qui permet d'ajouter des lois constitutives du milieu :

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{B}} &= \mu_0 \vec{\mathcal{H}}, \\ \vec{\mathcal{D}} &= \epsilon_0 \epsilon_r \vec{\mathcal{E}}, \end{aligned} \tag{31}$$

où μ_0 et ϵ_0 sont les permittivités magnétique et électrique du vide, ϵ_r est la permittivité diélectrique du milieu.

Les équations de Maxwell se réécrivent alors de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \text{rot}(\vec{\mathcal{E}}) &= -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t}, \\ \text{rot}(\vec{\mathcal{B}}) &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial \epsilon_r \vec{\mathcal{E}}}{\partial t} + \mu_0 \vec{j}, \\ \text{div}(\epsilon_r \vec{\mathcal{E}}) &= \frac{\rho}{\epsilon_0}, \\ \text{div}(\vec{\mathcal{B}}) &= 0. \end{aligned} \tag{32}$$

Nous traiterons dorénavant une onde monochromatique de pulsation ω_0 et nous utiliserons le formalisme de Fourier pour décrire l'onde électromagnétique. Nous adoptons la convention suivante pour la description du champ complexe : $\vec{\mathcal{E}} = \mathcal{R}e(\vec{E}_0 e^{i\omega_0 t})$ et $\vec{\mathcal{B}} = \mathcal{R}e(\vec{B}_0 e^{i\omega_0 t})$ où \vec{E}_0 et \vec{B}_0 ne dépendent plus du temps.

Les équations s'écrivent pour les champs complexes alors :

$$\begin{aligned}
rot(\vec{E}_0) &= -i\omega_0\vec{B}_0, \\
rot(\vec{B}_0) &= \alpha\vec{E}_0, \\
div(\epsilon_r\vec{E}_0) &= \frac{\rho}{\epsilon_0}, \\
div(\vec{B}_0) &= 0,
\end{aligned} \tag{33}$$

avec $\alpha = \mu_0\sigma + i\frac{\omega_0}{c^2}\epsilon_r$.

Nous avons au passage appliqué la loi d'Ohm qui donne la densité de courant en fonction du champ électrique : $\vec{j} = \sigma\vec{E}_0$ avec σ la conductivité électrique du milieu.

L'indice complexe $\tilde{n} = n_1 - in_2$ ($n_1 \geq 0$ et $n_2 \geq 0$ par convention) est alors donné par la relation suivante :

$$\tilde{n}^2 = -i\frac{c}{k_0}\alpha \tag{34}$$

avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{\omega_0}{c}$.

La relation reliant la permittivité à la conductivité est :

$$\epsilon = \epsilon_r - i\frac{\sigma}{\omega_0\epsilon_0} \tag{35}$$

2.4.2 Résolution de l'équation de Helmholtz

La première méthode qui a été retenue pour traiter la propagation d'un laser dans la matière a été de résoudre l'équation de Helmholtz qui est dérivée des équations présentées précédemment. Cette méthode permet de traiter toute forme de profil spatial dans l'axe de propagation du laser, y compris des forts gradients comme la surface d'une cible au contact d'un vide extérieur (le gradient est alors infini). Par contre, elle ne s'applique qu'à une géométrie plane et n'est pas transposable dans sa version actuelle à une géométrie axiale ou centrale.

La figure 5 présente le problème qu'il faut résoudre : une onde incidente arrive sur un milieu inhomogène avec un angle et une polarisation quelconque. Le champ électrique va se décomposer en un champ réfléchi, un champ transmis et un champ à l'intérieur du milieu.

En notation complexe, nous pouvons exprimer les différentes composantes des champs électriques incident, réfléchi et transmis. A titre d'exemple, l'équation 36 décrit les notations pour le champ incident. Les expressions pour les champs réfléchis et transmis sont analogues.

$$\vec{E}_i = \begin{cases} E_{i,p} \cos \theta e^{i(k_0x \sin \theta + k_0z \cos \theta + \phi_{i,p})} \\ E_{i,s} e^{i(k_0x \sin \theta + k_0z \cos \theta + \phi_{i,s})} \\ -E_{i,p} \sin \theta e^{i(k_0x \sin \theta + k_0z \cos \theta + \phi_{i,p})} \end{cases} \tag{36}$$

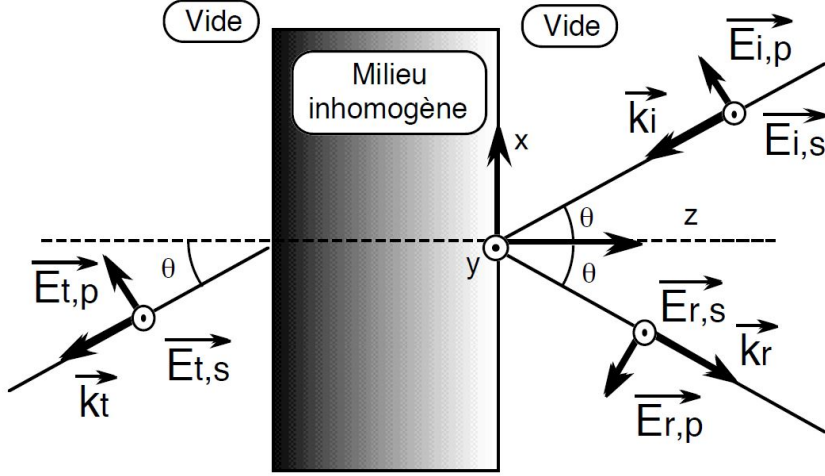


FIGURE 5 – Schéma décrivant la géométrie du système à résoudre en utilisant l'équation de Helmholtz.

Pour obtenir l'équation de Helmholtz, nous repartons du système d'équations 33. Il est possible d'avoir une équation uniquement sur \vec{E}_0 en prenant le rotationnel de la première équation. Après avoir remplacé $rot(rot(\vec{E}_0))$ par $grad(div(\vec{E}_0)) - \Delta(\vec{E}_0)$, nous obtenons :

$$grad(div(\vec{E}_0)) - \Delta(\vec{E}_0) = -i\omega_0 rot(\vec{B}_0) = -i\omega_0 \alpha \vec{E}_0 \quad (37)$$

Si nous supposons que le milieu est homogène, nous avons $\alpha div(\vec{E}_0) = div(\alpha \vec{E}_0) = div(rot(\vec{B}_0)) = 0$. Le terme $grad(div(\vec{E}_0))$ de l'équation (37) étant donc nul, nous obtenons :

$$\Delta(\vec{E}_0) - i\omega_0 \alpha \vec{E}_0 = 0. \quad (38)$$

ou encore

$$\Delta(\vec{E}_0) + \tilde{K}^2 \vec{E}_0 = 0. \quad (39)$$

avec $\tilde{K}^2 = -i\omega_0 \alpha = k_0^2 \tilde{n}^2$.

Cette équation appliquée ici à l'électromagnétisme est classiquement appelée l'équation de Helmholtz. La résolution de ce système est parfaitement adaptée au code Lagrangien Esther, dans lequel l'empilement de matière est décomposé selon des mailles au sein desquelles la matière est homogène.

En posant $\tilde{k}_n^2 = \tilde{K}_n^2 - (k_0 \sin \theta)^2$, le champ électrique complexe $E^{(n)}(x, z)$ s'exprime dans la maille n de la manière suivante :

$$\begin{cases} E_x^{(n)} = (a_n e^{i\tilde{k}_n z} + b_n e^{-i\tilde{k}_n z}) e^{ik_0 x \sin \theta} \\ E_y^{(n)} = (c_n e^{i\tilde{k}_n z} + d_n e^{-i\tilde{k}_n z}) e^{ik_0 x \sin \theta} \\ E_z^{(n)} = -\frac{k_0 \sin \theta}{\tilde{k}_n} (a_n e^{i\tilde{k}_n z} - b_n e^{-i\tilde{k}_n z}) e^{ik_0 x \sin \theta} \end{cases} \quad (40)$$

où a_n , b_n , c_n et d_n sont des constantes complexes.

En utilisant les relations de continuité des champs au niveau des interfaces, il est possible de définir les quatre constantes à partir du champ électrique incident. Pour cela, il suffit de déterminer les constantes de maille en maille en partant d'un bord. Cette méthode donne finalement accès aux champs réfléchis et transmis. Elle permet également de calculer la puissance déposée dans chacune des mailles P_i en utilisant la relation suivante :

$$P_n = \omega_0 \epsilon_0 n_{1,n} n_{2,n} \int_{z_n}^{z_{n+1}} |E^{(n)}(x, z)|^2 \quad (41)$$

où z_n et z_{n+1} sont les positions des noeuds encadrant la maille n . $n_{1,n}$ et $n_{2,n}$ sont respectivement les indices réels et imaginaires dans la maille n . P_n correspond à la puissance déposée par unité de surface dans la maille n (unité en W/m^2).

A titre d'exemple, nous présentons sur la figure 6 deux comparaisons extraites du livre de M.Born et E.Wolf [25] qui montrent que cette méthode de résolution est bien adaptée pour traiter la propagation d'une onde plane dans un empilement de milieux avec des discontinuités d'indices. Les simulations Esther reproduisent correctement les réflectivités dans les deux cas, que ce soit en faisant varier la polarisation et l'angle d'incidence (figure de gauche) ou la longueur d'onde (figure de droite).

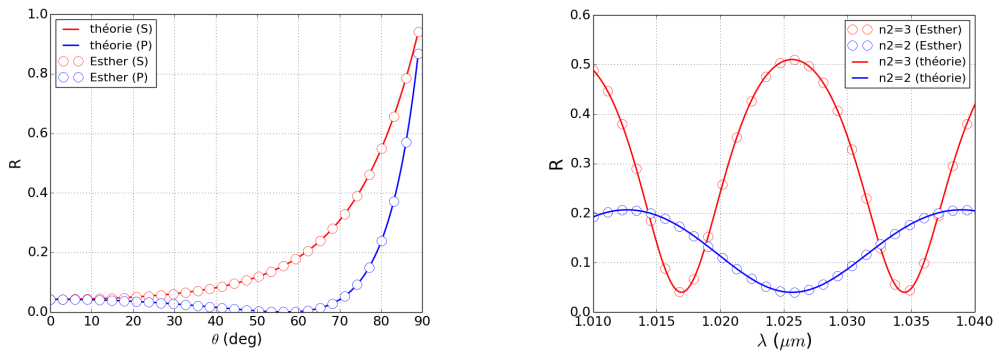


FIGURE 6 – Comparaison entre des calculs Esther et des résultats théoriques. La figure de gauche montre l'évolution de la réflectivité d'une onde incidente arrivant sur une interface séparant un vide ($n=1$) de la silice ($n=1.52$). La figure de droite représente la réflectivité d'un film composé d'un milieu de 10 microns d'indice n_2 inséré entre deux milieux infinis ($n_1 = 1$ et $n_3 = 1.5$).

Nous avons également testé la méthode de résolution avec un nombre important de couches d'indices différents. Pour cela, nous avons repris de nouveau un cas théorique

fourni par M.Born et E.Wolf [25]. Il s'agit d'un empilement de $2N + 1$ couches successives de deux milieux d'indices respectifs n_2 et n_3 . L'onde incidente arrive par un milieu infini d'indice n_1 et repart dans un milieu infini d'indice n_l . Il existe une formule théorique qui reproduit la réflectivité en fonction des différents paramètres dans le cas d'une incidence nulle (relation 42).

$$R_{2N+1} = \left(\frac{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right) \left(\frac{n_2}{n_l}\right) \left(\frac{n_2}{n_3}\right)^{2N}}{1 + \left(\frac{n_2}{n_1}\right) \left(\frac{n_2}{n_l}\right) \left(\frac{n_2}{n_3}\right)^{2N}} \right)^2 \quad (42)$$

Le tableau 1 montre le calcul des réflectivités par Esther dans un cas particulier d'un empilement de couches minces déposées sur de la silice. On peut voir que le modèle permet de restituer avec une grande précision les valeurs théoriques.

N	R (esther)	écart
0	0.30647	1.17×10^{-4}
1	0.672153	5.02×10^{-5}
2	0.872432	3.49×10^{-5}
3	0.954087	1.93×10^{-5}
4	0.983939	5.22×10^{-5}
5	0.994437	1.59×10^{-5}

TABLE 1 – Valeurs de réflectivités calculées par Esther et des écarts avec une formule théorique dans le cas d'un empilement constitué de $2N + 1$ couches d'indices $n_2 = 2.3$ et $n_3 = 1.35$. Les indices des milieux externes sont $n_1 = 1$ et $n_l = 1.52$ et les épaisseurs des couches sont telles que $n_2 h_2 = n_3 h_3 = \lambda_0/4$.

2.4.3 Résolution par tracés de rayons (raytracing)

Lorsque le champ électrique ne peut pas être considéré comme une onde plane, il n'est plus possible d'utiliser l'équation de Helmholtz. C'est le cas par exemple dès que la géométrie n'est pas monodimensionnelle, il faut alors utiliser une autre méthode. Classiquement, les codes de simulation laser utilisent la méthode par tracés de rayons (souvent appelé également raytracing). Le champ incident est décomposé numériquement en différents rayons indépendants qui vont se propager dans la matière suivant les règles de l'optique géométrique. Chaque rayon porte une partie de l'énergie incidente et va déposer de l'énergie dans la matière au fur et à mesure qu'il se propage dans la matière. La propagation des rayons suit l'équation de l'eikonale que nous allons maintenant dériver à partir des équations de Maxwell. L'originalité de la solution que nous proposons est que nous ne faisons pas d'approximations à priori sur les parties réelles et imaginaires de l'indice (en général, l'indice imaginaire est supposé très petit devant l'indice réel ce qui conduit à certaines simplifications).

Nous allons chercher des solutions du type $\vec{E}_0(\vec{r}) = \vec{e}(\vec{r}) e^{-ik_0 S(\vec{r})}$ et $\vec{B}_0(\vec{r}) = \vec{b}(\vec{r}) e^{-ik_0 S(\vec{r})}$, avec $S(\vec{r})$ une fonction réelle. En supposant que la densité de charge est nulle, le système d'équations 43 peut se réécrire de la manière suivante (voir [25], p118) :

$$\begin{aligned}
\vec{grad}(S(\vec{r})) \wedge \vec{e}(\vec{r}) - c\vec{b}(\vec{r}) &= \frac{1}{ik_0} rot(\vec{e}(\vec{r})), \\
\vec{grad}(S(\vec{r})) \wedge \vec{b}(\vec{r}) + \frac{\alpha}{ik_0} \vec{e}(\vec{r}) &= \frac{1}{ik_0} rot(\vec{b}(\vec{r})), \\
\vec{grad}(S(\vec{r})) \cdot \vec{e}(\vec{r}) &= \frac{1}{ik_0} (div(\vec{e}(\vec{r})) + \vec{e}(\vec{r}) \cdot \vec{grad}(\ln(\epsilon_r))), \\
\vec{grad}(S(\vec{r})) \cdot \vec{b}(\vec{r}) &= \frac{1}{ik_0} div(\vec{b}(\vec{r})).
\end{aligned} \tag{43}$$

En supposant que k_0 est grand devant les autres grandeurs ($k_0 \gg \frac{\Delta S}{S}, \frac{\Delta b}{b}, \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$), le système devient :

$$\begin{aligned}
\vec{grad}(S(\vec{r})) \wedge \vec{e}_{r,i}(\vec{r}) &= c\vec{b}_{r,i}(\vec{r}), \\
\vec{grad}(S(\vec{r})) \wedge \vec{b}_r(\vec{r}) &= -\frac{\alpha_i}{k_0} \vec{e}_r(\vec{r}) - \frac{\alpha_r}{k_0} \vec{e}_i(\vec{r}), \\
\vec{grad}(S(\vec{r})) \wedge \vec{b}_i(\vec{r}) &= \frac{\alpha_r}{k_0} \vec{e}_r(\vec{r}) - \frac{\alpha_i}{k_0} \vec{e}_i(\vec{r}), \\
\vec{grad}(S(\vec{r})) \cdot \vec{e}_{r,i}(\vec{r}) &= 0, \\
\vec{grad}(S(\vec{r})) \cdot \vec{b}_{r,i}(\vec{r}) &= 0.
\end{aligned} \tag{44}$$

Les notations $f_{r,i}$ correspondent respectivement aux parties réelles et imaginaires d'une grandeur f . En combinant les trois premières équations pour éliminer $\vec{b}_{r,i}(\vec{r})$ et en utilisant la troisième équation, nous obtenons :

$$\begin{aligned}
(\vec{grad}(S(\vec{r})))^2 \vec{e}_r(\vec{r}) &= \frac{c\alpha_i}{k_0} \vec{e}_r(\vec{r}) + \frac{c\alpha_r}{k_0} \vec{e}_i(\vec{r}), \\
(\vec{grad}(S(\vec{r})))^2 \vec{e}_i(\vec{r}) &= \frac{c\alpha_i}{k_0} \vec{e}_i(\vec{r}) - \frac{c\alpha_r}{k_0} \vec{e}_r(\vec{r}).
\end{aligned}$$

Pour que ce système admette une solution non nulle, il faut que $\vec{grad} S$ vérifie l'équation eikonale :

$$(\vec{grad} S)^2 = \frac{c}{k_0} |\alpha| = |\tilde{n}|^2. \tag{45}$$

Remarque :

L'équation 45 ne suppose pas une forme particulière pour l'indice. Le second terme de l'équation est relié au module de l'indice et non à l'indice réel.

Dans le cadre de l'approximation de l'optique géométrique, l'intensité lumineuse se propage le long d'une trajectoire qui reste perpendiculaire au front d'onde donné par $S = \text{constante}$. Nous notons s la coordonnée curviligne et $\vec{R}(s)$ la position du trajet lumineux (voir figure 7). Nous obtenons alors les relations :

$$\begin{aligned}
\vec{s} &= \frac{d\vec{R}}{ds} = \frac{\vec{grad}(S)}{|\tilde{n}|}, \\
\frac{d\vec{s}}{ds} &= -\vec{s} \wedge \left(\frac{1}{|\tilde{n}|} \vec{s} \wedge \vec{grad}(|\tilde{n}|) \right).
\end{aligned}$$

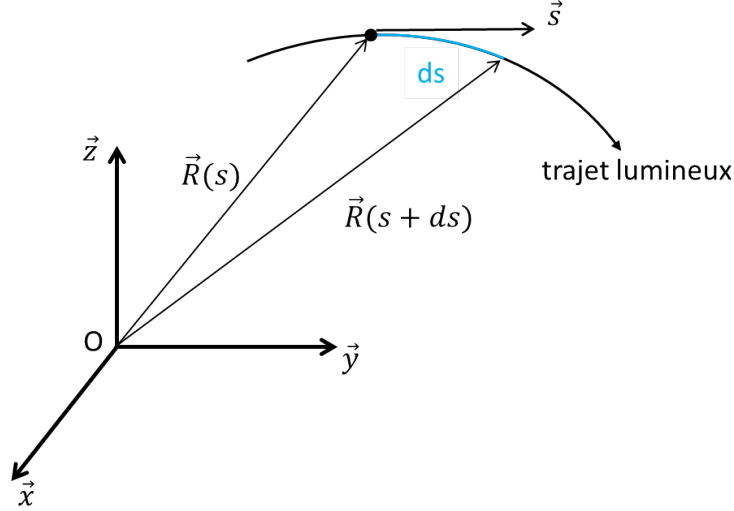


FIGURE 7 – Trajectoire suivie par la lumière dans l’approximation de l’optique géométrique.

Cette dernière relation devient :

$$\frac{d(|\tilde{n}| \vec{s})}{ds} = \vec{grad}(|\tilde{n}|) \quad (46)$$

On effectue un changement de variable en introduisant $\tau = \int_0^s \frac{ds}{|\tilde{n}|}$ et on trouve :

$$\frac{d^2 \vec{R}}{d\tau^2} = \vec{grad}(u). \quad (47)$$

avec

$$u = \frac{1}{2} |\tilde{n}|^2. \quad (48)$$

La résolution de cette équation différentielle permet de suivre la trajectoire de la lumière à partir des conditions initiales qui sont définies à partir d’un couple (\vec{r}_0, \vec{r}'_0) où $\vec{r}'_0 = \frac{d\vec{r}_0}{d\tau} = |\tilde{n}_0| \vec{u}_0$. $|\tilde{n}_0|$ est la valeur de $|\tilde{n}|$ en \vec{r}_0 et \vec{u}_0 est un vecteur unitaire donnant la direction initiale du trajet.

Le dépôt d’énergie le long de la trajectoire du rayon se fait ensuite en utilisant la relation suivante.

$$\frac{dI}{ds} = -\kappa I. \quad (49)$$

où I est l’intensité lumineuse et κ le coefficient d’absorption dans la matière relié à l’indice imaginaire n_2 par la relation :

$$\kappa = 2k_0 n_2. \quad (50)$$

En appliquant le changement de variable $|\tilde{n}| d\tau = ds$, nous obtenons :

$$\frac{d(\ln I)}{d\tau} = -k_0 v. \quad (51)$$

avec

$$v = 2 | \tilde{n} | n_2. \quad (52)$$

Par convention, l'indice imaginaire n_2 est positif ce qui est cohérent avec une intensité qui décroît le long du trajet optique.

Pour résoudre l'équation 47, il faut disposer d'un indice variant continument dans l'empilement, ce qui n'est pas le cas dans un code Lagrangien puisque l'indice dépend des grandeurs thermodynamiques (ionisation, température, densité) définies au sein d'une maille. La méthode retenue pour rendre continu l'indice est constituée de deux étapes. Dans un premier temps, nous déterminons des valeurs de l'indice aux noeuds en effectuant une interpolation à partir des valeurs qui sont disponibles au centre des mailles. Dans un second temps, nous définissons une fonction d'interpolation de l'indice au sein de la maille à partir des valeurs des noeuds. Nous avons opté pour des interpolations d'ordre 2 vis à vis du module de l'indice (voir 53) ce qui nous permet de mener les calculs de manière analytique jusqu'au bout.

$$\begin{cases} u_i = \frac{|\tilde{n}(r)|^2}{2} = a_i r + b_i, \\ v_i = 2 | n(\tilde{r}) | n_2(r) = c_i r + d_i. \end{cases} \quad (53)$$

Les coefficients a_i , b_i , c_i et d_i sont les coefficients d'interpolation liés à la maille i , et r correspond à la variable monodimensionnelle dont dépendent les grandeurs thermodynamiques. Nous avons introduit les coefficients u_i et v_i qui seront utilisés plus loin dans la résolution numérique des équations de propagation.

En utilisant ces interpolations, l'équation 51 sur l'intensité s'intègre et nous trouvons :

$$\ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -k_0 c_i \int_{\tau_{in}}^{\tau_{out}} (r(\tau) - r_{in}) d\tau - k_0 (c_i r_{in} + d_i) (\tau_{out} - \tau_{in}) \quad (54)$$

où r_{in} et r_{out} correspondent respectivement aux rayons d'entrée et de sortie du trajet lumineux au niveau d'une maille donnée. De même, τ_{in} et τ_{out} correspondent aux valeurs de la variable réduite τ en entrée et en sortie de la maille.

Nous venons de dériver les équations de base de la méthode par tracés de rayons en ne faisant pas d'approximations sur la forme de l'indice complexe ce qui conduit à prendre en compte le module de l'indice et non sa partie réelle. Nous ne décrirons pas ici les différentes méthodes numériques qui peuvent être utilisées. Dans le code Esther, nous avons mis en oeuvre une méthode semi-analytique permettant de traiter la propagation des rayons dans les trois géométries (plane, axiale et centrale). Les détails des calculs sont présentés en annexe (voir l'annexe A).

Remarque :

La dérivation de l'équation eikonale suppose que la longueur d'onde est petite devant les longueurs de gradients vues par le laser. Comme le code Esther est souvent utilisé pour des applications sur des cibles solides, normalement cette méthode ne permet pas

de rendre compte des effets de réflexion sur des interfaces. Nous avons donc rajouté une astuce numérique pour tenter d'améliorer cette méthode. Il s'agit de créer un rayon réfléchi dès que la réflexion calculée (avec les coefficients de fresnel classiques) au niveau d'une interface dépasse une certaine valeur.

2.4.4 Tests et comparaisons des deux méthodes de résolution

Après avoir présenté les deux méthodes qui permettent de simuler la propagation d'une onde lumineuse dans la matière, nous allons les confronter à des cas tests théoriques. Nous allons ainsi mettre en évidence des différences et surtout des domaines de validité qu'il ne faut pas oublier lorsqu'on utilise l'une ou l'autre des deux méthodes.

Nous avons repris comme cas tests théoriques une étude très bien décrite dans le livre de L.M. Brekhovskikh [26] au paragraphe 20 (pages 164 à 180). Il s'agit de la modélisation d'une onde plane arrivant sur un profil d'indice théorique défini par un profil dit 'd'Espstein' dont la définition est donnée par la relation suivante.

$$\tilde{n}^2(z) = -a^2 \left(K_1 + \frac{1}{4} \right) + \frac{a^2 K_2 e^{ak_0 z}}{1 + e^{ak_0 z}} + \frac{a^2 K_3 e^{ak_0 z}}{(1 + e^{ak_0 z})^2} \quad (55)$$

où a , K_1 , K_2 et K_3 sont des coefficients caractérisant le profil.

Nous supposons dans notre cas que l'onde arrive avec un angle d'incidence nul et se propage toujours vers les z positifs en venant d'un milieu vide d'indice égal à 1. Cela implique que a doit être strictement positif et que $K_1 = -\frac{1}{4} - \frac{1}{a^2}$.

L'équation des ondes se résout pour ce type de profil en s'appuyant sur la fonction hypergéométrique ${}_2F_1$ (voir [27] pour la définition) qui peut se calculer par exemple à l'aide des routines 'numerical recipies' écrites en langage fortran (nous avons dû cependant modifier légèrement les routines pour assurer la convergence des algorithmes dans certains cas). Le champ électrique solution de l'équation est donné par l'expression :

$$E(z) = \frac{x^{\gamma/2}}{\sqrt{ak_0 x}} (1-x)^{(\alpha+\beta+1-\gamma)/2} {}_2F_1(\alpha; \beta; \gamma; x) \quad (56)$$

avec $x = -e^{ak_0 z}$. Les coefficients α , β et γ sont donnés par les relations :

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + 4K_1} + \sqrt{1 + 4K_3} - \sqrt{1 + 4(K_1 - K_2)} \right) \\ \beta &= \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + 4K_1} + \sqrt{1 + 4K_3} + \sqrt{1 + 4(K_1 - K_2)} \right) \\ \gamma &= 1 + \sqrt{1 + 4K_1} = 1 + \frac{2}{a}i \end{aligned} \quad (57)$$

Ces expressions permettent de calculer le champ électrique partout dans l'empilement, mais elles restent compliquées à manipuler. Malgré tout, elles apportent un intérêt dès lors que nous nous intéressons uniquement aux coefficients de réflexion et de transmission des ondes. Pour cela, il faut simplement chercher la limite du champ pour les valeurs de z tendant vers $+\infty$ (on aura alors le champ transmis) et vers $-\infty$ (on aura alors la superposition de l'onde incidente avec l'onde réfléchie). L.M. Brekhovskikh a réalisé ces développements en s'appuyant sur les propriétés des fonctions hypergéométriques et il a trouvé les expressions suivantes :

$$\begin{aligned}
z \rightarrow -\infty : E(z) &\rightarrow A \left(\frac{\Gamma(\alpha - \beta + 1)\Gamma(1 - \gamma)}{\Gamma(1 - \beta)\Gamma(1 + \alpha - \gamma)} e^{ik_0z} + \frac{\Gamma(\alpha - \beta + 1)\Gamma(\gamma - 1)}{\Gamma(\gamma - \beta)\Gamma(\alpha)} e^{-ik_0z} \right) \\
z \rightarrow +\infty : E(z) &\rightarrow A e^{\frac{1}{2}ak_0(\beta - \alpha)z}
\end{aligned} \tag{58}$$

avec A un coefficient commun aux deux expressions et Γ la fonction gamma qui généralise le produit factoriel à tout nombre complexe.

Nous retrouvons dans ces expressions les champs incidents et réfléchis qui sont bien des ondes planes se propageant dans le vide placé par défaut vers les $z \rightarrow -\infty$. L'onde transmise est également une onde plane mais dont le nombre d'onde dépend des coefficients liés au profil d'indice. Si ce dernier est symétrique ($K_2 = 0$), l'onde transmise est également une onde plane se propageant dans le vide ($\beta - \alpha = \gamma - 1$ dans ce cas particulier). Il est alors possible de retrouver les coefficients de réflexion r et de transmission t à partir de ces valeurs limites :

$$\begin{aligned}
r &= \frac{E_r}{E_i} = \frac{\Gamma(\gamma - 1)\Gamma(1 - \beta)\Gamma(1 + \alpha - \gamma)}{\Gamma(1 - \gamma)\Gamma(\gamma - \beta)\Gamma(\alpha)} \\
t &= \frac{E_t}{E_i} = \frac{\Gamma(1 - \beta)\Gamma(1 + \alpha - \gamma)}{\Gamma(1 - \gamma)\Gamma(\alpha - \beta + 1)}
\end{aligned} \tag{59}$$

Premier cas test : profil symétrique avec réflectivité nulle.

La première étude est un cas avec un profil d'indice symétrique défini à l'aide des paramètres suivants : $\lambda = 351nm$, $a = 0.1$, $K_2 = 0$ et $K_3 = -300 + 5i$. L'onde incidente est normalisée de manière à ce que l'intensité soit égale à $1 W/m^2$.

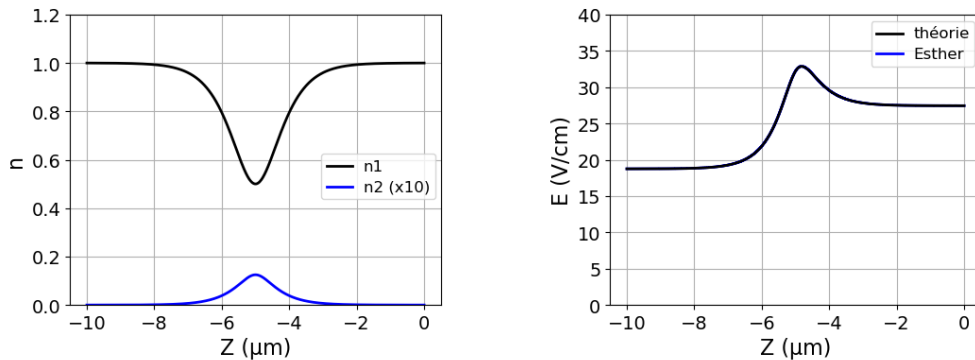


FIGURE 8 – La figure de gauche présente les indices réels et imaginaires du cas test. La figure de droite compare la valeur absolue du champ électrique calculé avec Esther et de manière théorique. Les coefficients du profil sont : $\lambda = 351nm$, $a = 0.1$, $K_2 = 0$ et $K_3 = -300 + 5i$.

La figure 8 montre à la fois les profils d'indices réels et imaginaires du cas test et le champ électrique calculé par Esther en résolvant l'équation de Helmholtz (l'onde incidente vient de la droite sur la figure). Nous pouvons voir qu'Esther restitue parfaitement le profil du champ électrique dans la matière.

Il n'est pas possible de calculer le champ électrique avec la méthode par tracé de rayons, mais il est possible d'estimer la transmission en intensité d'un rayon lumineux et son absorption dans le milieu. Le tableau 2 compare les valeurs obtenues avec les deux méthodes d'Esther vis à vis des valeurs théoriques. Nous pouvons voir que les valeurs sont toutes très proches.

	Réfectivité	Transmission	Absorption
théorie	0.	0.4670	0.5330
Helmholtz	0.	0.4671	0.5329
raytracing	0.	0.4677	0.5323

TABLE 2 – Coefficients de réflectivité, de transmission et d'absorption pour le cas test, calculés de manière théorique ou avec deux méthodes implémentés dans le code Esther.

Nous comparons enfin sur la figure 9 le dépôt d'énergie pour les deux méthodes numériques d'Esther, nous pouvons voir qu'elles donnent des résultats quasiment identiques.

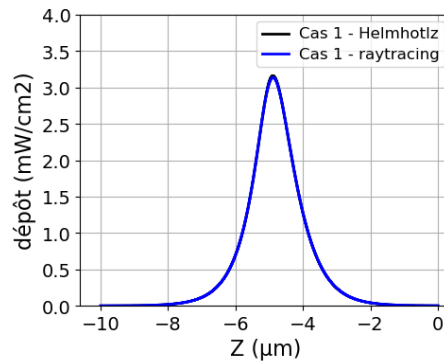


FIGURE 9 – Dépôt d'énergie dans le milieu calculé avec les deux méthodes numériques d'Esther (Helmholtz et tracé de rayons).

Dans ce cas simple d'un profil symétrique avec une réflectivité nulle, les deux méthodes sont donc très proches de la solution théorique.

Deuxième cas test : profil symétrique avec réflectivité non nulle.

La deuxième étude est un cas avec un profil d'indice symétrique défini à l'aide des paramètres suivants : $\lambda = 351nm$, $a = 1$, $K_2 = 0$ et $K_3 = -3 + 0.05i$. Il s'agit d'un cas identique au précédent avec une homothétie suivant Z pour le profil d'indice. Le gradient d'indice étant plus raide, il induit une réflectivité qu'on peut visualiser figure 10 avec le système d'interférences qui se crée dans le milieu à droite (l'onde incidente vient de la droite comme dans le cas précédent). Le code Esther restitue parfaitement le champ électrique avec la méthode de résolution de l'équation de Helmholtz.

Comme dans le cas test précédent, nous avons relevé les différents coefficients de réflectivité, de transmission et d'absorption dans le tableau 3. La méthode par tracé de rayons permet de bien calculer l'absorption dans le milieu mais surestime la transmission puisque la réflectivité reste nulle.

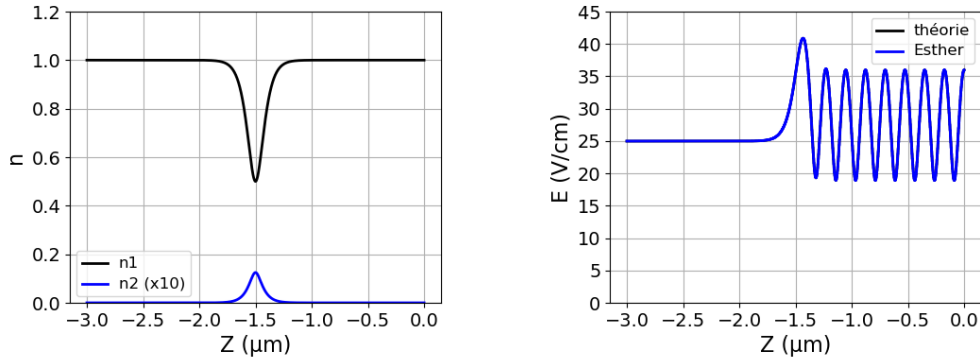


FIGURE 10 – La figure de gauche présente les indices réels et imaginaires du cas test. La figure de droite compare la valeur absolue du champ électrique calculé avec Esther et de manière théorique. Les coefficients du profil sont : $\lambda = 351nm$, $a = 1$, $K_2 = 0$ et $K_3 = -3 + 0.05i$.

	Réflexivité	Transmission	Absorption
théorie	0.0969	0.8288	0.0743
Helmholtz	0.0969	0.8288	0.0743
raytracing	0.	0.9268	0.0732

TABLE 3 – Coefficients de réflectivité, de transmission et d’absorption pour le cas test, calculés de manière théorique ou avec deux méthodes implémentés dans le code Esther.

Enfin, nous pouvons comparer les dépôts d’énergie calculés par le deux méthodes d’Esther (Helmholtz et tracé de rayons ou raytracing). Il y a une légère différence dans la forme qui est due à la modification du champ électrique par la réflexion dans le cas Helmholtz (voir figure 11).

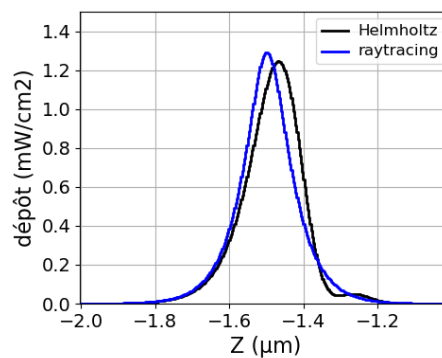


FIGURE 11 – Dépôt d’énergie dans le milieu calculé avec les deux méthodes numériques d’Esther (Helmholtz et tracé de rayons).

Dans ce cas limite avec la présence d’une petite perturbation (donc à fort gradient d’indice), on peut voir la limite de la méthode par tracé de rayons qui ne peut pas générer d’onde réfléchi. Malgré tout, l’écart avec la solution analytique reste inférieur à 10%.

Troisième cas test : profil de transition avec réflectivité nulle.

La troisième étude est un cas avec un profil d'indice qui simule une transition lisse entre le vide et un milieu absorbant. Le profil est défini à l'aide des paramètres suivants : $\lambda = 351nm$, $a = 0.1$, $K_3 = 0$ et $K_2 = -100 + 10i$. Le calcul théorique montre qu'il n'y a ni transmission, ni réflexion. Toute l'énergie est absorbée dans le milieu comme le montre la figure 12. Le calcul Esther par résolution de Helmholtz se superpose de nouveau avec la solution théorique. Aucune interférence n'est visible (donc aucune réflexion) et le champ électrique diminue progressivement jusqu'à s'annuler au cours de sa propagation (l'onde incidente vient toujours de la droite sur les figures).

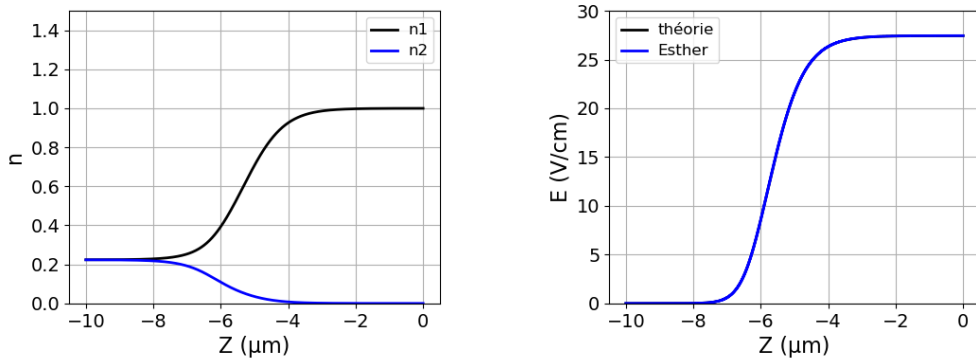


FIGURE 12 – La figure de gauche présente les indices réels et imaginaires du cas test. La figure de droite compare la valeur absolue du champ électrique calculé avec Esther et de manière théorique. Les coefficients du profil sont : $\lambda = 351nm$, $a = 0.1$, $K_3 = 0$ et $K_2 = -100 + 10i$.

Nous avons simulé ce cas test avec l'option de tracé de rayons d'Esther et nous pouvons voir que la simulation restitue le même dépôt d'énergie que la méthode par résolution de l'équation de Helmholtz (voir figure 13).

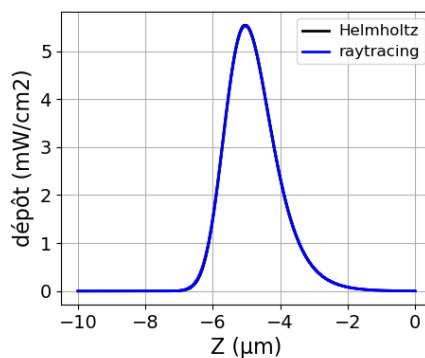


FIGURE 13 – Dépôt d'énergie dans le milieu calculé avec les deux méthodes numériques d'Esther (Helmholtz et tracé de rayons).

Ce cas test est intéressant car il se rapproche d'un cas où une onde lumineuse rentre dans un milieu détendu, ce qui est proche d'un plasma chauffé par laser même si les profils spatiaux n'ont pas exactement la même forme. Nous allons voir que lorsque le

gradient se raidit, la solution par tracé de rayons est de nouveau moins précise.

Quatrième cas test : profil de transition avec réflectivité non nulle.

La quatrième et dernière étude est identique mais avec un gradient plus raide. Les paramètres retenus sont : $\lambda = 351nm$, $a = 1$, $K_3 = 0$ et $K_2 = -1 + 0.1i$. Il s'agit donc du cas précédent avec une homothétie suivant Z pour le profil d'indice. Le gradient d'indice étant plus raide, il induit une réflectivité qu'on peut visualiser figure 14 avec le système d'interférences qui se crée dans le milieu à droite. Le code Esther restitue parfaitement le champ électrique avec la méthode de résolution de l'équation de Helmholtz.

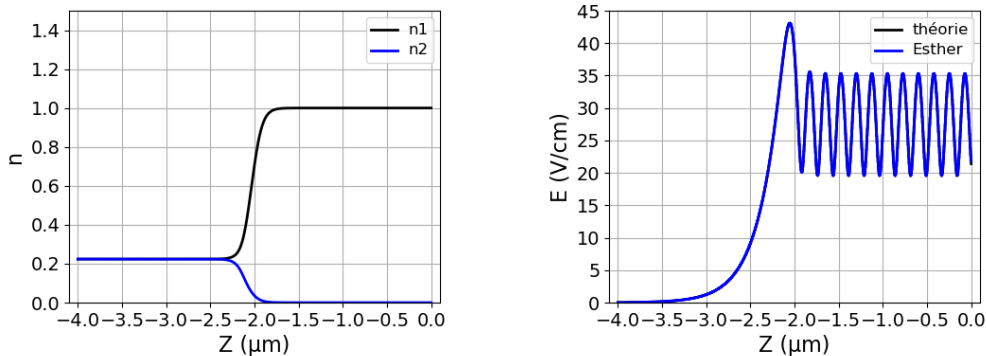


FIGURE 14 – La figure de gauche présente les indices réels et imaginaires du cas test. La figure de droite compare la valeur absolue du champ électrique calculé avec Esther et de manière théorique. Les coefficients du profil sont : $\lambda = 351nm$, $a = 1$, $K_3 = 0$ et $K_2 = -1 + 0.1i$.

Pour ce cas test, les coefficients de réflexion théoriques et simulés sont identiques et valent chacun 8.25%. Aucune onde n'est transmise et tout le reste de l'énergie est déposé dans le milieu. Nous pouvons comparer les deux méthodes d'Esther (Helmholtz et raytracing) en traçant le dépôt dans la matière (figure 15). Nous pouvons voir que les deux méthodes ont des profils de dépôt qui sont différents avec notamment une déformation due à l'onde réfléchie qui est présente avec la méthode 'Helmholtz' et pas avec la méthode par tracé de rayons. Surtout, l'absorption étant égale à 1 pour la méthode par raytracing, elle est surestimée de la valeur de réflectivité théorique qui est égale à 8.25%.

Synthèse des résultats obtenus avec les cas tests.

Nous venons de présenter quatre cas tests représentatifs de situations qu'une onde lumineuse peut rencontrer : une modification légère et symétrique de l'indice (présence d'une bulle de plasma par exemple) ou un gradient raide d'indice qui entraîne une absorption très grande accompagnée ou non d'une réflectivité. Dans tous les cas, la méthode par résolution de l'équation de Helmholtz permet de retrouver les solutions théoriques, ce qui est attendu puisque cette méthode est censée résoudre l'équation théorique à laquelle elle se compare. Ces cas tests nous permettent cependant de valider les schémas numériques utilisés et de comprendre les différentes situations avec et sans réflectivité.

Nous avons pu à chaque fois comparer la méthode par tracé de rayons avec la

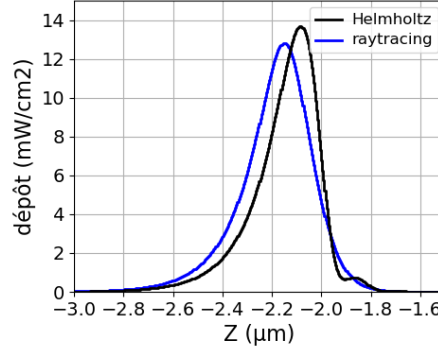


FIGURE 15 – Dépôt d’énergie dans le milieu calculé avec les deux méthodes numériques d’Esther (Helmholtz et tracé de rayons).

solution théorique et voir que cette dernière permettait de résoudre correctement les dépôts, sauf quand les gradients devenaient importants. En particulier, la méthode sera très éloignée des résultats si l’onde lumineuse traverse une interface très raide séparant deux milieux.

2.4.5 Calcul des indices optiques

Nous venons de décrire les méthodes de résolution que nous avons développées dans le code Esther pour modéliser la propagation d’un faisceau laser. Il manque à ce stade l’essentiel, c’est à dire les indices optiques complexes qui décrivent le couplage du laser avec la matière. Pour cela, il faut trouver des données qui soient valables dans tout le domaine thermodynamique que suit la matière, c’est à dire de l’état solide à l’état plasma. Il est relativement facile d’obtenir des données pour un matériau solide à température ambiante ou à faible température [28] et dans un plasma [29]. Par contre, il est plus compliqué d’avoir des données dans le domaine d’un plasma dense et tiède. Nous présentons ici une méthode générale que nous avons développée et qui est basée sur la connaissance d’une conductivité électrique continue. Pour cela, nous repartons de l’équation cinétique de Fokker-Planck (équation 60) qui décrit l’évolution de la fonction de distribution $f = f_0 + \delta f$ des électrons en présence d’un champ électrique et en supposant négligeable le champ magnétique. f_0 est la fonction de distribution à l’équilibre et δf la perturbation due à la présence d’un champ électrique $\vec{E} = E_x e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \vec{x}$.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m_e} \vec{E} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = C(f) \quad (60)$$

Comme nous nous plaçons dans un plasma homogène, les dérivées spatiales de la fonction de distribution sont nulles. En ne gardant que les termes du premier ordre en δf , l’équation (60) devient :

$$\frac{\partial \delta f}{\partial t} - \frac{e}{m_e} \vec{E} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} = C(f) \quad (61)$$

Le terme de collision $C(f)$ est défini au premier ordre à travers la fréquence de collision électron-ion par :

$$C(f) = -\nu_{ei}(v) \delta f \quad (62)$$

En injectant cette dernière relation dans l'équation (61), nous obtenons :

$$i\omega\delta f - \frac{e}{m_e} \vec{E} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}} = -\nu_{ei}(v)\delta f \quad (63)$$

En prenant en compte le fait que \vec{E} est polarisé suivant x , δf peut s'écrire :

$$\delta f = \frac{e}{m_e} \frac{1}{\nu_{ei}(v) + i\omega} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} E_x \quad (64)$$

Il est alors possible de calculer la densité de courant \vec{J} qui s'exprime à partir de la fonction de distribution de la manière suivante :

$$\vec{J} = -e \int (f_0 + \delta f) \vec{v} d\vec{v} \quad (65)$$

Comme la fonction de distribution f_0 est isotrope en vitesse, nous obtenons :

$$\vec{J} = -\frac{e^2}{m_e} \int \frac{1}{\nu_{ei}(v) + i\omega} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \vec{v} d\vec{v} E_x \quad (66)$$

Seule la composante de \vec{J} suivant \vec{x} est non nulle (les autres composantes sont nulles de par l'isotropie de f_0), ce qui donne :

$$J_x = -\frac{e^2}{m_e} \int \frac{1}{\nu_{ei}(v) + i\omega} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} v_x d\vec{v} E_x \quad (67)$$

ou encore :

$$J_x = -\frac{e^2}{m_e} \int \frac{1}{\nu_{ei}(v) + i\omega} \frac{\partial f_0}{\partial v} \frac{v_x^2}{v} d\vec{v} E_x = -\frac{e^2}{m_e} \int \frac{1}{\nu_{ei}(v) + i\omega} \frac{\partial f_0}{\partial v} \frac{v}{3} d\vec{v} E_x \quad (68)$$

Nous pouvons identifier dans l'équation (68) la conductivité qui est le rapport entre la densité de courant et le champ électrique. Nous trouvons finalement les expressions suivantes pour la conductivité électrique complexe et la permittivité complexe :

$$\sigma(\omega) = -\frac{4\pi e^2}{3 m_e} \int_0^{+\infty} \frac{1}{\nu_{ei}(v) + i\omega} \frac{\partial f_0}{\partial v} v^3 dv \quad (69)$$

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{4\pi e^2}{3 m_e \epsilon_0 \omega^2} \int_0^{+\infty} \frac{1}{1 - i \frac{\nu_{ei}(v)}{\omega}} \frac{\partial f_0}{\partial v} v^3 dv \quad (70)$$

A ce stade, nous allons supposer tout d'abord que les électrons suivent à l'équilibre une fonction de distribution de Dirac f_D définie par :

$$f^D(v) = 2 \left(\frac{m_e}{2\pi\hbar} \right)^3 \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{mv^2}{2k_b T} - \eta\right)} \quad (71)$$

le paramètre $\eta = \frac{\mu}{k_b T}$ est le potentiel chimique normalisé. Il se calcule à partir de la densité électronique à l'aide de la relation suivante :

$$n_e = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_e k_b T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} F_{1/2}(\eta) \quad (72)$$

où $F_{1/2}$ est l'intégrale de Fermi-Dirac d'ordre 1/2.

Il reste à trouver une formulation de la fréquence électron-ion ν_{ei} qui permette de calculer la conductivité électrique. Pour cela, nous allons supposer que ν_{ei} dépend de la vitesse suivant un coefficient p quelconque, $\nu_{ei}(v) = G_p v^p$. Le paramètre p varie entre -3 en phase plasma et $+1$ en phase solide-liquide. Le choix du paramètre p dépend donc de l'état thermodynamique de la matière et en particulier du caractère corrélé des ions. Une manière de déterminer le coefficient p peut se faire à travers l'analyse du coefficient de corrélation $\Gamma_{ii} = \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 R_0 k_b T_i}$ qui mesure le degré de corrélation entre les ions. Z désigne le degré d'ionisation de la matière et R_0 le rayon inter-atomique défini par $R_0 = (\frac{3}{4\pi n_i})^{1/3}$ où n_i est la densité ionique. La façon la plus simple que nous avons adoptée est d'estimer p sur tout le domaine thermodynamique en utilisant une fonction polynomiale du troisième degré (de type 'spline') qui varie entre -3 et $+1$ en fonction de la valeur de Γ_{ii} .

Une fois que le paramètre p est fixé, il reste à déterminer le coefficient G_p à partir de la conductivité continue σ_0 qui est supposée connue. En reprenant l'équation 69 à ω_0 , nous avons :

$$G_p = -\frac{4\pi e^2}{3 m_e \sigma_0} \int_0^{+\infty} \frac{\partial f_0}{\partial v} v^{3-p} dv \quad (73)$$

Nous calculons numériquement cette intégrale dont tous les coefficients sont connus. Connaissant p et G_p , il est alors possible de calculer la conductivité complexe en réalisant de nouveau une intégration numérique de la formule (69). Une fois la conductivité connue, il est facile de remonter aux indices optiques (voir le paragraphe 2.4.1).

Nous venons de présenter une méthode générale qui permet de calculer les indices optiques à partir de la conductivité électrique statique en prenant en compte l'état de la matière à travers le coefficient de corrélation ion-ion. Ce formalisme est utilisé principalement dans le code, même s'il a le désavantage d'être relativement coûteux en temps de calcul. Lorsque l'étude concerne un plasma chaud et dilué (au moins dans la zone d'interaction avec le laser), il est cependant possible de faire des approximations qui accélèrent les calculs, comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

Approximation dans un plasma non dégénéré avec $\nu_{ei} \ll \omega$:

La première simplification dans un régime de plasma non dégénéré porte sur la fonction de distribution. Lorsque la température est largement supérieure à la température de Fermi $T \gg T_f = \frac{\hbar^2}{2k_b m_e} (3\pi^2 n_e)^{2/3}$, la fonction de distribution de Fermi-Dirac tend vers la fonction de distribution Maxwellienne $f^M(v) = n_e (\frac{m_e}{2\pi k_b T})^{3/2} \exp(-\frac{m v^2}{2k_b T})$.

La deuxième simplification est liée à la fréquence ν_{ei} qui est connue (voir [29] et [30]) :

$$\nu_{ei} = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} \frac{n_e Z e^4 \ln \Lambda_{ei}}{(4\pi\epsilon_0)^2 \sqrt{m_e} (k_b T)^{3/2}} \quad (74)$$

où $\ln \Lambda_{ei}$ est le logarithme coulombien électron-ion et n_e la densité électronique.

Comme nous avons supposé que la fonction de distribution était Maxwellienne, il est facile de remonter à l'expression initiale de ν_{ei} dépendant de la vitesse en supposant que $p = -3$. Nous trouvons :

$$\nu_{ei}(v) = \frac{4\pi n_e Z e^4 \ln\Lambda_{ei}}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e^2 v^3} \quad (75)$$

Nous pouvons alors effectuer un calcul au premier ordre en ν_{ei}/ω de l'expression 69 et nous obtenons au final pour la permittivité et les indices la relation :

$$\epsilon(\omega) = (n_1 - in_2)^2 = 1 - \frac{n_e}{n_c} - i \frac{n_e \nu_{ei}}{n_c \omega} \quad (76)$$

où nous avons introduit la densité critique $n_c = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{e^2}$.

Il est également possible de trouver une relation entre la conductivité continue et la fréquence de collision dans ce régime. Les calculs donnent la relation :

$$\sigma_0 = \frac{32 n_e e^2}{3\pi m_e \bar{\nu}_{ei}} \quad (77)$$

Calcul des indices avec l'approximation supplémentaire $\frac{n_e}{n_c} \ll 1$:

Si on suppose que la densité électronique est largement inférieure à la densité critique, il est possible d'obtenir des solutions analytiques et simples pour les indices réels et imaginaires à partir de l'équation 76. Ce sont ces relations qui sont souvent utilisées dans les codes plasma (voir [29]). Les relations sont :

$$\begin{aligned} n_1 &= \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \\ n_2 &= \frac{1}{2} \frac{\frac{n_e}{n_c} \bar{\nu}_{ei}}{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}} \omega \end{aligned} \quad (78)$$

Expression du logarithme coulombien :

Le logarithme coulombien $\ln\Lambda_{ei}$ apparaît dans l'expression 74. Son calcul n'est pas immédiat et il est possible de trouver plusieurs formulations dans la littérature (voir par exemple [31]). A titre d'exemple, une formulation simple est proposée par S. Atzeni (voir [29]) pour des températures supérieures à 10 eV :

$$\ln\Lambda_{ei} = 7.1 - 0.5 \ln\left(\frac{n_e}{10^{21}}\right) + \ln T_e \quad (79)$$

2.5 Conclusions et perspectives

Je viens de présenter les principaux modèles physiques qui sont inclus dans le code Esther et qui sont indispensables pour traiter correctement l'interaction laser-matière, la propagation des ondes de choc dans la matière ainsi que les transferts de rayonnement thermiques et radiatifs. Je n'ai pas décrit l'ensemble des modèles physiques présents dans le code comme le claquage, la cinétique de changement de phase ou encore le dépôt ionique, car ce mémoire n'a pas pour vocation de remplacer la notice qui est fournie avec le code. Par contre, il m'a semblé important de décrire une partie des modèles physiques qui sont inclus dans le code et qui ont représenté une part importante de mes activités de recherche de ces dix dernières années. C'est Patrick Combis, avec qui j'ai travaillé sur tous ces développements dans le code, qui a eu l'idée de regrouper dans un même code autant de modèles physiques aussi variés. Cette richesse dans les modèles physiques disponibles fait sans doute d'Esther un code sans équivalent à ce jour (au moins en France...).

La deuxième caractéristique du code est qu'il s'agit avant tout d'un code de 'physiciens' et non pas de numériciens. Il ne s'agit pas ici de faire un jugement de valeur sur tel ou tel métier mais d'insister sur le fait qu'il nous a toujours paru important de développer un code qui est accessible dans son utilisation et son développement à tout physicien. L'expérience montre que désormais il existe souvent une séparation nette entre les concepteurs de code et les utilisateurs qui spécifient souvent des besoins en modèles physiques. Les nouvelles architectures des machines et les modèles toujours plus compliqués demandés aux nouveaux codes expliquent sans doute cette évolution nécessaire. Cependant, cette séparation rend compliquée la maîtrise finale et complète des résultats par le physicien, ce n'est pas le cas avec le code Esther qui reste simple en programmation. Nous avons également effectué un effort important dans l'ergonomie du code avec une interface graphique qui permet non seulement de lancer facilement des cas, mais aussi de visualiser les résultats de façon immédiate et automatique.

La meilleure des reconnaissances montrant l'intérêt du code est sans doute liée au nombre toujours plus important d'utilisateurs au sein du CEA-DAM mais aussi dans le monde académique. Nous avons été amenés avec Patrick Combis à mettre le code à disposition dans de nombreux laboratoires en France comme le PIMM (ENSAM, Paris), le LULI (Palaiseau), l'IRAMIS (Saclay), le CELIA (Bordeaux), l'IPR (Rennes), le CEMEF (Nice), l'ENSTA-Bretagne (Brest), le LHC (Saint-Etienne), l'ENSMA (Poitiers) ou l'ESRF (Grenoble).

3 Applications directes du code Esther

Après avoir décrit les développements que nous avons effectués dans le code Esther pour pouvoir modéliser correctement à la fois l'interaction laser-matière et le comportement dynamique des matériaux, nous allons présenter dans cette partie quelques exemples directs d'application du code.

Je présenterai dans un premier temps une étude sur l'opacification du diagnostic VISAR, ce phénomène étant de plus en plus présent dans les expériences de chocs laser sur les installations de forte énergie. Cette étude est un très bon exemple pour montrer l'intérêt de disposer d'un code qui peut modéliser à la fois le transfert radiatif, la propagation d'un choc et une sonde laser qui traverse des milieux solides et plasma.

Dans un deuxième temps, je décrirai des études que nous menons depuis plusieurs années sur la caractérisation de la pression d'ablation dans deux régimes d'interaction laser (sous vide et à l'air libre avec un matériau de confinement). Ces travaux, qui sont toujours en cours, nous permettent de mieux comprendre les phénomènes d'ablation et de gagner en précision dans le calcul des pressions induites par le laser dans la matière.

Enfin, nous présenterons une expérience laser portant sur l'écaillage de matériaux métalliques. Ce type d'étude est relativement classique avec des résultats expérimentaux permettant de caler des modèles dans un code numérique.

3.1 Analyse de l'opacification du VISAR lors d'une expérience de coalescence de choc

Sophie Baton et al [32] ont mené une expérience en 2012 sur l'installation laser du LULI avec pour but d'étudier la génération d'un choc fort dans un plasma préchauffé par une premier laser. La figure 16 décrit la configuration expérimentale avec les deux faisceaux qui viennent irradier une cible plane composée de plastique en face avant et d'une fenêtre de quartz en face arrière.

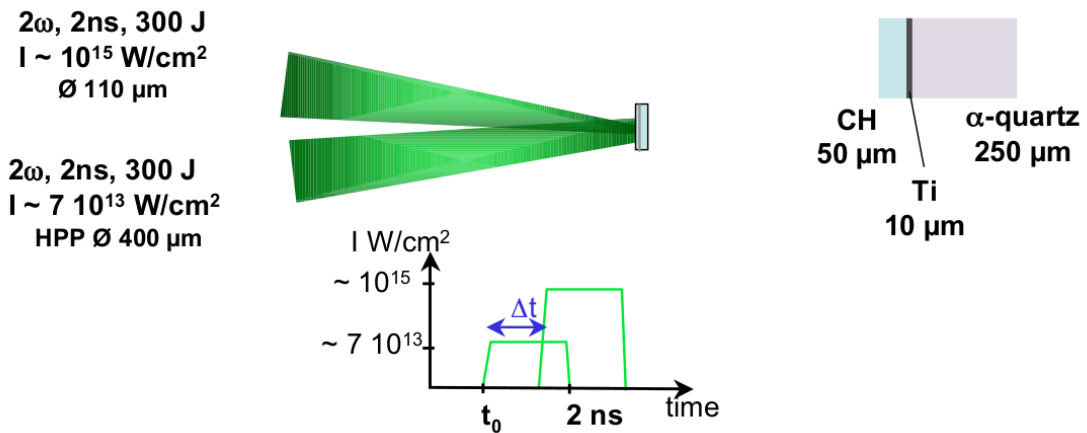


FIGURE 16 – Schéma expérimental de l'expérience LULI sur la coalescence de choc.

Une couche de titane permet de protéger la fenêtre des rayonnements X venant de la zone d'interaction laser-matière. Le premier faisceau de préchauffage ($7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$,

$\phi = 400\mu m$) est suivi d'un faisceau d'interaction plus intense et de plus petite taille ($10^{15} W/cm^2$, $\phi = 110\mu m$) avec un délai ajustable de quelques centaines de picosecondes par rapport au premier faisceau. Un premier choc est donc généré dans le plastique suivi d'un second beaucoup plus fort autour de 40 Mbars. Lorsque ces chocs débouchent dans la fenêtre de quartz, il est possible d'estimer leurs niveaux et leurs évolutions temporelles à l'aide du diagnostic VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector). Ce diagnostic est composé d'un laser qui se réfléchit sur une surface en face arrière de la cible. Le signal retour est envoyé dans une streak caméra après être passé dans un interféromètre de Mach-Zehnder. La figure 17 montre les résultats expérimentaux obtenus avec le VISAR pour 4 tirs ayant des délais différents entre les deux faisceaux.

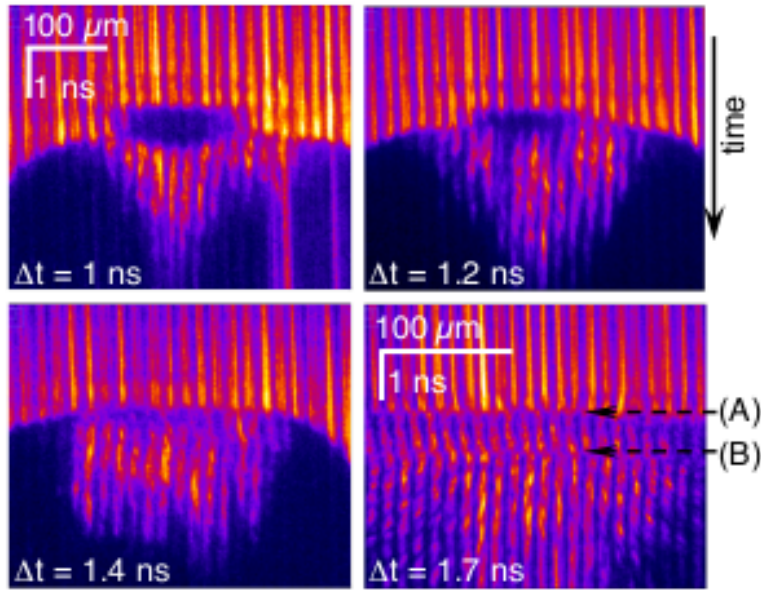


FIGURE 17 – Mesures de VISAR pour quatre délais (1 ns, 1.2 ns, 1.4 ns et 1.7 ns) entre les faisceaux de chauffage et d'interaction. L'échelle spatiale est commune à toutes les images, sauf pour le tir avec un délai de 1.7 ns pour lequel nous avons fait un zoom.

Les signaux pour les délais de 1.4 et 1.7 ns sont exploitables et montrent la coalescence des chocs dans le quartz (position B sur la figure). Par contre, nous pouvons voir sur les deux autres images qu'une opacification du signal apparaît et masque sans doute la coalescence. Nous allons montrer l'étude que nous avons menée pour expliquer ce phénomène qui, s'il est présent, rend le signal VISAR inexploitable.

L'explication que nous avons trouvée est que le quartz est préchauffé par le rayonnement X créé en face avant par le faisceau d'interaction. Lorsque le quartz est suffisamment chauffé, il devient absorbant et le signal VISAR disparaît. Lorsque le délai est suffisamment grand, le premier choc a dépassé la zone qui va absorber le rayonnement X et le signal VISAR n'est pas modifié. A contrario, lorsque le délai diminue, le préchauffage du quartz se fait avant que le premier choc arrive et le laser VISAR est absorbé. La figure 18 montre l'évolution de la température électronique en fonction du temps au niveau de l'interface titane/quartz pour deux délais différents entre les faisceaux. Ce profil est issu de calculs hydrodynamiques effectués à l'aide du code FCI2 [33].

Dès le début, le quartz est préchauffé par le rayonnement X dur venant de l'interac-

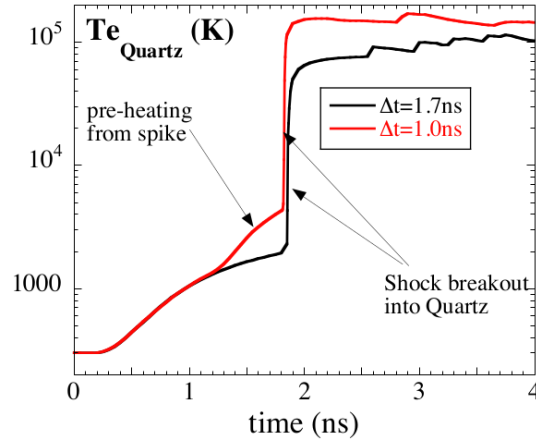


FIGURE 18 – Température électronique issue de simulations numériques 2D pour deux délais entre les impulsions (1 et 1.7 ns).

tion du premier faisceau laser dans le plastique. Dans le cas du délai long de 1.7 ns entre les faisceaux, la température ne dépasse pas 2000 K avant l'arrivée du premier choc dans le quartz. Lorsque le délai est plus court (1 ns), le préchauffage dû au deuxième faisceau est renforcé et la température dépasse largement 2000 K plusieurs centaines de picosecondes avant que le choc ne débouche dans le quartz. Cette différence de comportement entre les deux configurations va expliquer l'opacification du VISAR dans un cas et pas dans l'autre. Pour valider cette hypothèse, nous avons modélisé le VISAR à l'aide du code Esther.

Pour cela, nous utilisons le code comme un post-processeur de calculs 2D effectués par FCI2. Nous relevons les profils de température et de densité électronique en fonction du temps pour chaque direction prise par le laser VISAR qui est ainsi découpé en de multiples sous-faisceaux parallèles. En utilisant la méthode de Helmholtz pour simuler la propagation du laser VISAR, nous pouvons ainsi calculer l'amplitude et la phase de l'onde réfléchie en face arrière de la cible (nous considérons ici que les effets de diffraction sont négligeables vu la taille du faisceau VISAR). Une fois que l'onde réfléchie est calculée, nous modélisons sa propagation dans l'interféromètre du VISAR dont nous avons repris le schéma proposé par Stéphanie Brygoo dans sa thèse [34].

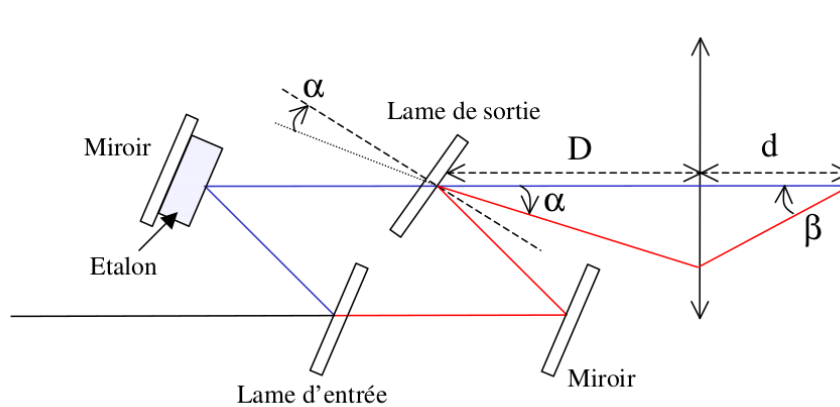


FIGURE 19 – Schéma du diagnostic VISAR décrit par Stéphanie Brygoo dans sa thèse.

L'onde réfléchiée est d'abord divisée en deux par une première lame puis recombiniée par une seconde après qu'une voie a été retardée par rapport à l'autre à l'aide d'un étalon. Un léger angle entre les deux ondes est appliqué pour créer des franges au niveau du détecteur placé après une lentille de focalisation. Ce module a été implanté en post-processeur des calculs Esther et il permet de visualiser les franges qui évoluent au cours du temps en fonction de la variation de la phase de l'onde réfléchiée. L'intensité des franges change également puisqu'elle est directement reliée à l'intensité de l'onde réfléchiée. Formellement, cette modélisation permet donc de simuler complètement le diagnostic VISAR en post-processeur d'un calcul hydrodynamique 2D.

La difficulté pour simuler le VISAR dans le cadre de cette expérience vient du calcul des indices du quartz. La figure 20 montre le chemin thermodynamique suivi par le quartz au niveau de l'interface avec le titane.

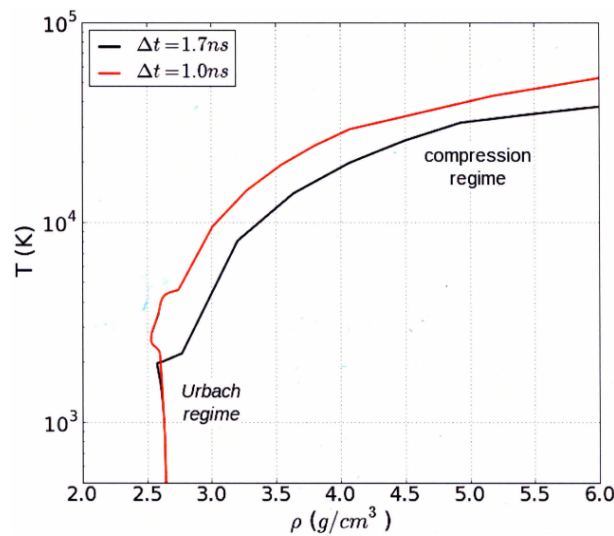


FIGURE 20 – Chemin thermodynamique suivi par le quartz au niveau de l'interface titane/quartz pour deux délais entre les faisceaux d'interaction.

La figure montre deux régimes distincts. Au début, il y a un chauffage isochore avec une élévation de température sans modification importante de la densité. Lorsque le choc débouche, la matière suit ensuite un régime de compression. Ces deux régimes ne sont pas pris en compte dans le calcul des indices qui ont été décrits dans le paragraphe 2.4.5. Nous avons donc calculé des indices spécifiques pour cette expérience. Nous allons décrire les deux calculs appliqués à l'indice du quartz à la longueur d'onde de 532 nm qui est celle du VISAR que nous étudions.

Indice en régime isochore à faible température : régime d'Urbach

Nous avons repris le formalisme proposé par F. Urbach [35] qui considère que le coefficient d'absorption α du laser suit une loi du type : $\alpha(T) = \alpha_0 e^{-\frac{T}{T_0}}$. Pour trouver les coefficients α_0 et T_0 , V. Recoules (CEA-DAM-DIF) a réalisé des simulations ab initio pour obtenir les propriétés optiques du quartz aux températures de 3000 et 5000 K (elle a utilisé pour cela le code ABINIT [36]). Les calculs ont permis de fixer les deux paramètres avec les valeurs suivantes : $\alpha_0 (cm^{-1}) = 2.74 \times 10^6$ et $T_0 (K) = 1.3 \times 10^4$. La figure 21 a) montre l'évolution du coefficient d'absorption correspondant à la loi fittée sur des calculs ab initio. La valeur de l'indice réel est de 1.55.

Indice en régime de compression : modèle de Hicks

Dans le régime de compression, nous avons repris un modèle proposé par D. Hicks [37] et repris par J. Clerouin [38]. Le détail du calcul est décrit dans l'article que nous avons publié [10]. Nous avons recalé le modèle de Hicks en ajustant certains paramètres afin de retrouver le résultat expérimental obtenu sur l'installation Omega à Rochester [39]. La figure 21 b) compare les résultats expérimentaux avec les résultats simulés à l'aide du modèle de Hicks.

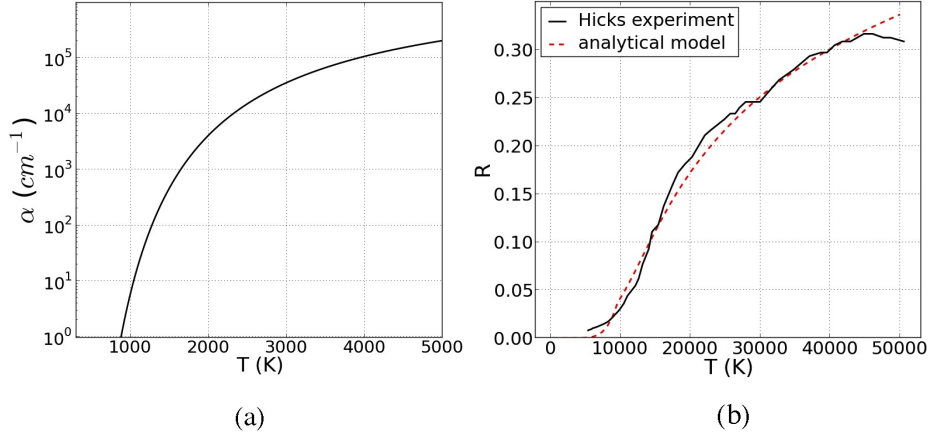


FIGURE 21 – La figure de gauche présente le coefficient d'absorption calculé dans le régime d'Urbach (iso-densité, faible température). La figure de droite montre le coefficient de réflexion du quartz sous choc calculé à l'aide d'un modèle de Hicks et comparé avec un résultat expérimental obtenu sur l'installation laser OMEGA (Rochester, USA).

Après avoir calculé les indices dans le domaine thermodynamique emprunté par le quartz, nous pouvons faire le calcul complet d'un diagnostic VISAR. La figure 22 montre les résultats obtenus pour deux tirs ayant des délais différents entre les faisceaux. Nous observons bien une opacification du signal dans le cas où le délai est de 1 ns, tandis qu'aucune opacification n'apparaît pour le tir ayant un délai de 1.7 ns.

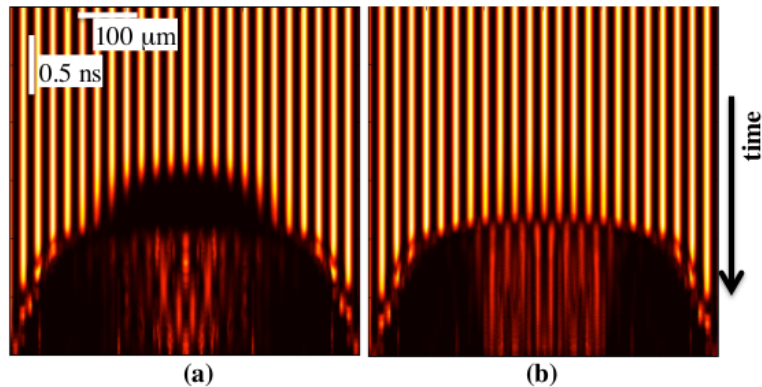


FIGURE 22 – Images calculées à l'aide d'un post-processeur qui simule un diagnostic VISAR en sortie du code ESTHER. Les images correspondent à deux tirs ayant des délais différents entre les faisceaux (1 et 1.7 ns)

Pour visualiser de manière plus précise la réflectivité au cours du temps, nous avons

représenté l'intensité du signal réfléchi en fonction du temps pour les deux tirs (figure 23). Nous arrivons à reproduire les signaux expérimentaux, que ce soit pour l'opacification dans un cas ou pour la réflectivité finale (le VISAR se réfléchit alors sur le choc qui a métallisé le quartz).

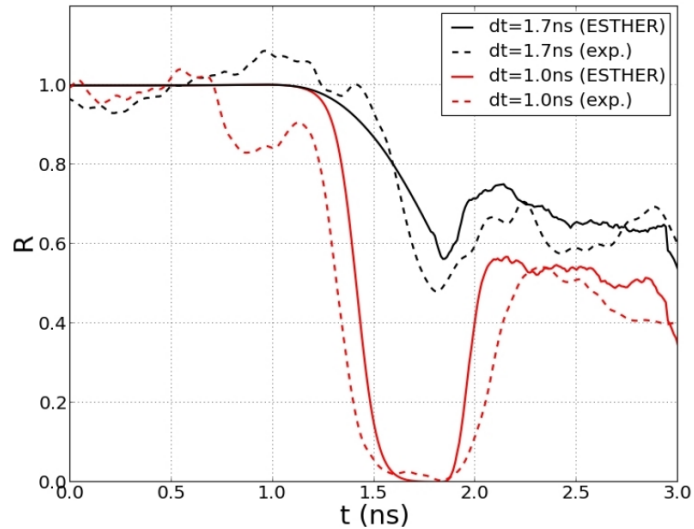


FIGURE 23 – Reflectivités du signal VISAR en fonction du temps issues de l'expérience et du post-processeur numérique. Deux tirs ayant des délais différents (1 et 1.7 ns) sont présentés.

Au final, nous avons montré qu'il était possible de simuler le diagnostic VISAR pour cette campagne expérimentale, ce qui a permis de comprendre et de confirmer de manière quantitative les signaux expérimentaux qui étaient difficilement interprétables au départ. Nous avons pu montrer que le quartz devenait absorbant dès que sa température dépassait 2000 K. Cette valeur peut être un indicateur utile pour dimensionner des expériences de choc laser utilisant des fenêtres de ce type. Pour avoir des signaux VISAR exploitables, il faut protéger suffisamment ces fenêtres des rayonnements X issus de la zone d'interaction laser.

3.2 Expériences de caractérisation de l'aluminium en régime d'interaction directe à 1053 nm

Après avoir présenté une application portant sur la modélisation de la propagation d'un laser dans du quartz chauffé puis soumis à choc, nous allons présenter dans cette partie des expériences de génération de chocs via l'interaction laser-matière. La technique de génération de choc par laser est intéressante pour diverses raisons. Elle apporte d'abord une facilité d'utilisation avec la possibilité de faire de nombreux tirs bien contrôlés dans le temps (synchronisation possible avec d'autres diagnostics) et dans l'espace (focalisation précise du laser). Ensuite, elle permet de générer des vitesses de déformation dans la matière très importantes (quelques 10^6 s^{-1} pour les lasers ns jusqu'à quelques 10^8 s^{-1} pour les lasers ps), alors que les techniques plus classiques comme les impacts de plaque par canon à gaz sont limitées à des vitesses de déformation de l'ordre de quelques 10^4 s^{-1} .

3.2.1 Présentation de l'installation laser GCLT

Avant de décrire des expériences de caractérisation de matériaux que nous avons menées au GCLT (Générateur de Choc Laser Transportable), nous allons décrire l'installation en insistant sur les améliorations que nous avons apportées dans la calibration du faisceau laser sur cible.

L'installation GCLT a été montée au CEA-DAM-DIF à partir de 2010 et a commencé à fonctionner dès 2011. Ce sont Emilien Lescoute et Arnaud Sollier qui l'ont mise en oeuvre et continuent son exploitation. Le laser sur le GCLT est un laser Nd :YAG de Quantel (aujourd'hui Lumibird) qui délivre des impulsions à 1053 nm jusqu'à 40 J avec un tir toutes les deux minutes. La spécificité du laser est la mise en forme de l'impulsion qui permet de générer des formes temporelles entre 5 et 100 ns avec des formes ajustables. Il est ainsi possible de sculpter des impulsions gaussiennes, triangulaires ou carrées, des rampes en exponentiel. La figure 24 présente l'installation GCLT.

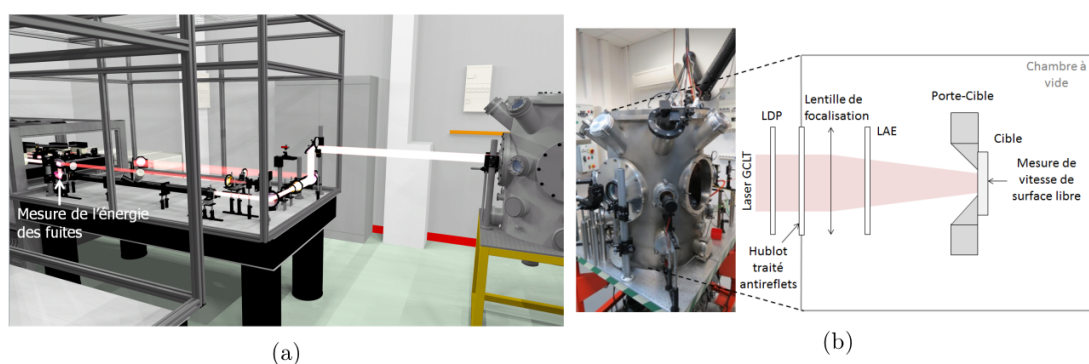


FIGURE 24 – Présentation de l'installation GCLT au CEA-DAM-DIF.

Après amplification, le faisceau laser de diamètre 45 mm est transporté jusqu'à une enceinte sous vide. Le faisceau traverse le hublot de l'enceinte et est focalisé sur cible après avoir traversé une lame de phase (LDP) qui peut être placée avant ou après le hublot. Une lame anti-éclat (LAE) protège les optiques des débris et du plasma produit en face par l'interaction laser sur la cible. La lentille a une focale qui dépend des expériences et qui est comprise en général entre 300 et 700 mm. La lame de phase permet de

produire des taches focales homogènes sur cible. Nous utilisons des optiques fabriquées par SILIOS, elles sont traitées anti-reflet et ont toutes une répartition spatiale décrite par la figure 25.

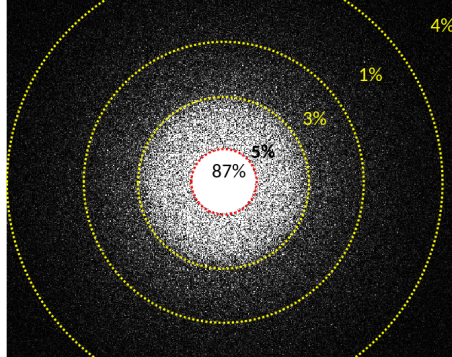


FIGURE 25 – Simulation de la répartition énergétique au niveau de la tache focale produite par une lame de phase SILIOS. Les différents cercles correspondent à des surfaces respectives de S , $7 \times S$, $18 \times S$ et $44 \times S$ où S est la surface théorique de la tache focale.

L'utilisation des LDP est simple car elle ne nécessite pas d'alignement, il suffit de la placer au niveau de la lentille de focalisation. Nous la plaçons en général après la lentille afin d'éviter que les modulations du faisceau qu'elle induit ne viennent endommager la lentille. Seule la LAE, qui est un élément que nous changeons régulièrement, est impactée par les modulations spatiales du faisceau. Une LDP est fabriquée pour produire un certain diamètre de tache avec une lentille de longueur focale donnée. Par contre, il est possible ensuite de changer la longueur focale, ce qui change le diamètre de la tache de manière homothétique. Nous avons fait le choix de disposer de plusieurs lames de phase de diamètre respectifs 1, 2.2 et 2.5 mm. En utilisant une longueur focale différente, nous pouvons ainsi produire des taches focales homogènes de diamètres compris entre 1 et 5 mm (nous sommes ensuite limités par l'encombrement au niveau de l'enceinte).

Nous caractérisons de manière systématique les taches focales avant chaque campagne. Nous plaçons pour cela une caméra CCD refroidie au centre de la chambre en lieu et place de la cible dont la face avant est toujours positionnée au même endroit. La figure 26 montre une calibration effectuée dans la thèse de Simon Bardy [14] pour une tache focale de 3.2 mm. L'objectif est d'aboutir à une cartographie en fluence en J/cm^2 au niveau de la cible. Dans un premier temps, nous faisons une acquisition sans laser, ce qui permet d'avoir le bruit de fond. Nous faisons ensuite la mesure de la tache focale et nous enlevons à l'image le bruit de fond précédent. Connaissant la taille des pixels et en normalisation l'énergie à 1, il est possible d'obtenir la cartographie de la fluence correspondant à 1 J déposé dans le capteur de la CCD. Comme on connaît au préalable (figure 25) l'énergie perdue en dehors du capteur de la CDD, il est possible de remonter à la fluence sur cible en fonction de l'énergie incidente.

Nous réalisons ce type de calibration en fluence pour chaque campagne, nous estimons l'incertitude sur la fluence incidente moyenne entre $\pm 15\%$ et $\pm 20\%$ (l'homogénéité de la tache focale varie un peu entre différentes lames, notamment à cause d'un

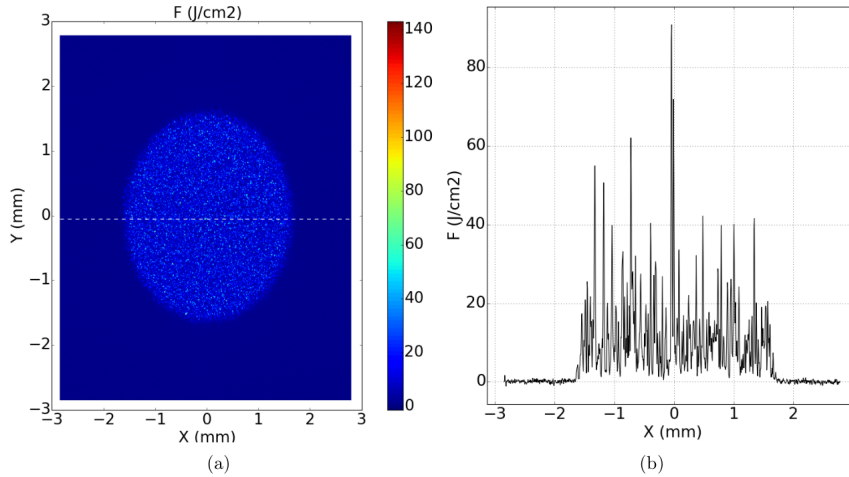


FIGURE 26 – Calibration en fluence d’une tache focale de diamètre 3.2 mm.

point central ou ordre 0 qui peut être plus ou moins fort).

3.2.2 Caractérisation du choc laser induit dans l’aluminium pur

Nous nous sommes intéressés à l’aluminium pur essentiellement pour deux raisons :

- Il sert très souvent comme matériau de référence dans les expériences de choc laser. Peu onéreux et facile d’approvisionnement, il est souvent utilisé pour vérifier que le couplage laser attendu est correct. Il est donc essentiel de bien caractériser l’interaction laser-matière dans ce matériau, que ce soit au niveau expérimental qu’au niveau numérique.
- Il est utilisé comme milieu ablateur dans de nombreuses applications impliquant des matériaux soit transparents (verres, plastiques, etc.), soit peu connus en interaction laser-matière (composites). En appliquant une couche d’aluminium suffisante, la pression induite dans le matériau par l’interaction laser-matière est ainsi connue, car elle est liée uniquement à l’interaction du laser dans la couche d’aluminium. Il est ensuite possible d’utiliser cette pression d’ablation comme condition initiale appliquée au reste de la cible.

Nous avons caractérisé l’aluminium en s’appuyant sur la configuration expérimentale présentée sur la figure 24. Le laser était focalisé sous vide sur une feuille d’aluminium, sa longueur d’onde étant toujours de 1053 nm dans nos expériences (nous n’avons pas changé de longueur d’onde en doublant la fréquence dans nos campagnes expérimentales). Le diagnostic VISAR était positionné en face arrière de la cible et il a permis de déterminer la vitesse de surface libre (VSL) en fonction du temps. La VSL est caractéristique du niveau et de la forme de l’onde de choc qui débouche en face arrière du matériau. Nous avons longuement étudié le comportement de l’aluminium pur sous choc durant la thèse de Simon Bardy [14] avec Adélie Faujour qui a effectué son stage de master dans notre laboratoire sur ce sujet. Nous avons pu trouver un modèle élasto-plastique SCG qui permettait de restituer de manière correcte un grand nombre de résultats expérimentaux VISAR portant sur différentes épaisseurs d’aluminium et plusieurs niveaux d’intensité laser. Les coefficients que nous avons déterminés sont données par le tableau 4. Ce modèle a été ajusté en étant associé à l’équation

d'état SESAME 3720 fournie par le Los Alamos National Laboratory.

Y_0 (MPa)	β	n	ϵ_i	μ_0 (GPa)	G_P	G_T (GPa/K)	Y_{max} (MPa)
120	4000	0.27	0.	27.1	1.7669	-1.66936×10^{-2}	160

TABLE 4 – Paramètres du modèle de SCG déterminés dans la thèse de Simon Bardy.

Dans le cadre de la thèse de Marine Scius-Bertrand qui a démarré en novembre 2018, nous avons repris la caractérisation de l'interaction laser-matière de l'aluminium en faisant varier de nouveau l'intensité du laser mais aussi la durée de la forme temporelle. Les taches focales utilisées pour ces tirs sont de 1 ou 2.5 mm. Le choix de la dimension de la tache focale est un compromis entre l'intensité maximale souhaitée et le caractère 1D ou non de l'expérience. Pour des cibles d'épaisseur 100 et 200 μm , la propagation des ondes de choc n'est pas modifiée lorsqu'on utilise l'une ou l'autre des deux taches focales, au moins pour les premiers allers-retours des ondes dans la matière. Par contre, pour des cibles de plus grande épaisseur (500 μm ou plus), seule la tache focale de 2.5 mm est suffisamment grande pour qu'on puisse négliger les effets 2D dans la propagation des ondes de choc.

Nous présentons les signaux VISAR obtenus pour 3 tirs effectués sur des feuilles d'aluminium de 100 μm . Les impulsions étaient des créneaux de 10 ns avec des intensités comprises entre 16 et 160 GW/cm^2 .

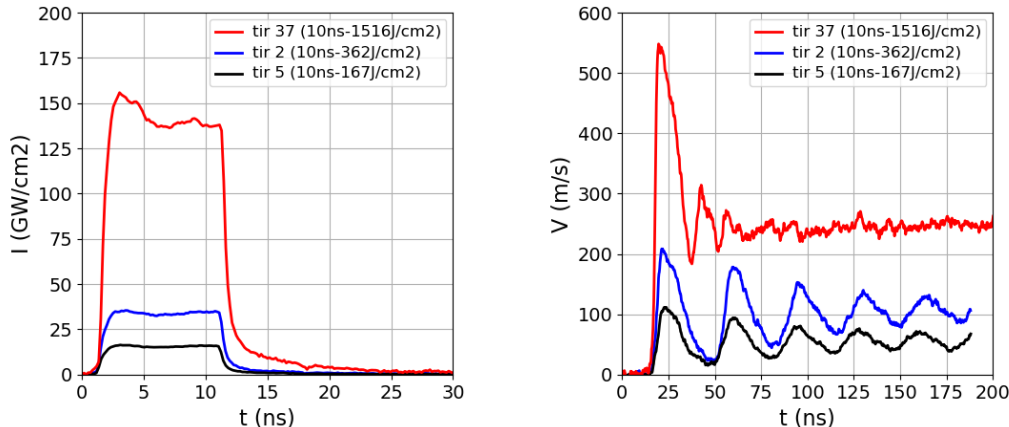


FIGURE 27 – La figure de gauche présente les formes temporelles pour 3 tirs effectués sur des cibles d'aluminium de 100 μm . La figure de droite présente les signaux VISAR correspondant aux trois mêmes tirs.

Nous pouvons voir sur la figure 27 que les signaux VISAR présentent des formes comparables pour les deux tirs à faible intensité (tirs 2 et 5). L'onde de choc fait des allers-retours dans le matériau en s'atténuant progressivement. Le niveau maximal du premier pic de vitesse est plus élevé pour une intensité plus grande. Le tir 37 présente une forme typique d'écaillage avec une rupture du matériau qui entraîne un envol de matière en face arrière. Nous avons repris le modèle matériau de l'aluminium déterminé précédemment et nous avons effectué les simulations Esther en intégrant les incertitudes expérimentales qui portent sur l'intensité laser (estimée à $\pm 15\%$) et sur l'épaisseur des

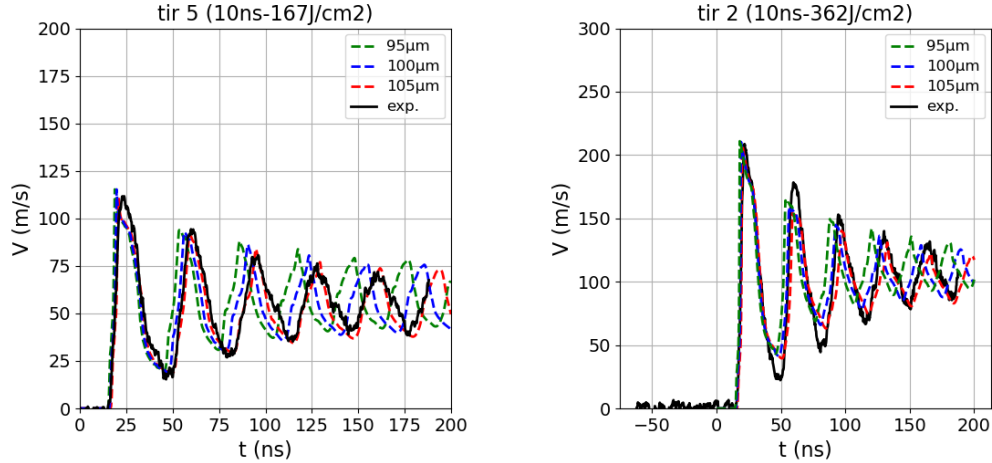


FIGURE 28 – Résultats numériques de la vitesse de face arrière pour deux tirs laser comparés avec les signaux expérimentaux. Pour les deux tirs, les variations portent sur l'épaisseur de la cible.

cibles qui est de $\pm 5 \mu m$ pour les cibles de $100 \mu m$. Dans un premier temps, nous avons comparé les résultats numériques obtenus en faisant varier l'épaisseur.

Pour cette variation de $\pm 5 \mu m$ sur l'épaisseur des cibles, nous ne voyons aucun effet sur le premier pic, que ce soit en niveau ou en temps de débouché (la différence est inférieure à 1 ns à comparer avec la résolution du VISAR qui est d'environ 2 ns). Par contre, nous voyons des décalages dans les allers-retours qui augmentent au fur et à mesure. Pour ces deux tirs, nous voyons que l'épaisseur des cibles optimale est de $105 \mu m$. Cette incertitude sur l'épaisseur est pénalisante pour des études d'optimisation de modèles matériaux car elle va réduire la précision des modèles. En faisant varier des paramètres du modèle SCG, nous pourrions retrouver une optimisation qui est correcte pour $100 \mu m$ et non pas $105 \mu m$. Nous avons effectué ce travail d'optimisation dans la thèse de Simon Bardy en mesurant chaque échantillon et en introduisant cette valeur de manière systématique dans les simulations. Nous avons constaté des variations d'épaisseur d'environ 5% sur les cibles fournies par Goodfellow. C'est en réalisant ce travail minutieux que nous avons pu ajuster le modèle élastoplastique de manière précise pour l'aluminium comme nous l'avons présenté plus haut (tableau 4).

Dans le cadre de cette nouvelle campagne expérimentale, nous avons donc fait le choix de ne pas mesurer systématiquement les échantillons et d'adapter l'épaisseur pour que les allers-retours soient bien restitués (nous nous assurons seulement que les épaisseurs ainsi trouvées sont bien dans les incertitudes de mesure). Nous ne gardons au final comme incertitude que celle de $\pm 15\%$ sur l'intensité.

Nous pouvons voir figure 29 que le modèle numérique permet de restituer correctement le niveau de signal expérimental ainsi que sa forme jusqu'à près de 200 ns. Le tir 37 présente un écaillage qui a été restitué avec le modèle de Johnson qui sera décrit plus loin dans le manuscrit au paragraphe 3.4.

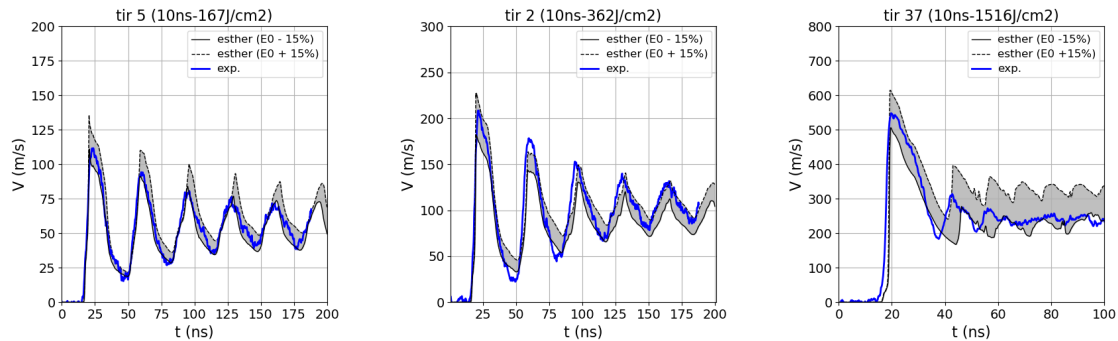


FIGURE 29 – Résultats numériques de la vitesse de face arrière pour trois tirs laser de durée d'impulsion 10 ns comparés avec les signaux expérimentaux. Pour les trois tirs, la zone grisée correspond à l'incertitude numérique liée à une variation imposée de $\pm 15\%$ sur la fluence laser.

Nous avons effectué le même type de démarches expérimentales et numériques pour deux autres durées d'impulsions : 20 et 40 ns. Les résultats sont respectivement présentés sur les figures 30 et 31.

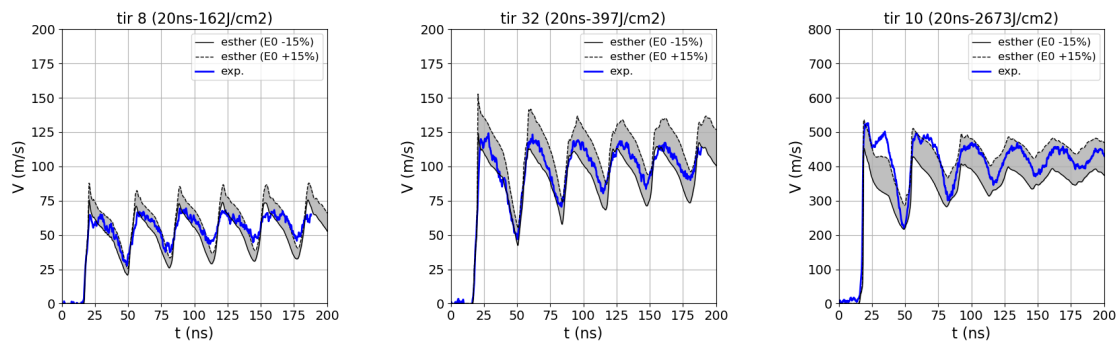


FIGURE 30 – Résultats numériques de la vitesse de face arrière pour trois tirs laser de durée d'impulsion 20 ns comparés avec les signaux expérimentaux. Pour les trois tirs, la zone grisée correspond à l'incertitude numérique liée à une variation imposée de $\pm 15\%$ sur la fluence laser.

Nous pouvons voir sur les deux figures que le modèle numérique que nous avons développé dans Esther permet de nouveau de restituer de manière satisfaisante les signaux expérimentaux pour différentes intensités. Nous retrouvons à la fois les niveaux des premiers pics et la forme globale de la vitesse aux temps plus longs.

A partir des simulations numériques qui restituent les résultats expérimentaux, il est possible d'obtenir d'autres informations émanant du code qui ne sont pas accessibles via les mesures expérimentales (c'est l'intérêt majeur des simulations numériques en plus du dimensionnement d'expériences). Par exemple, il est intéressant d'extraire du

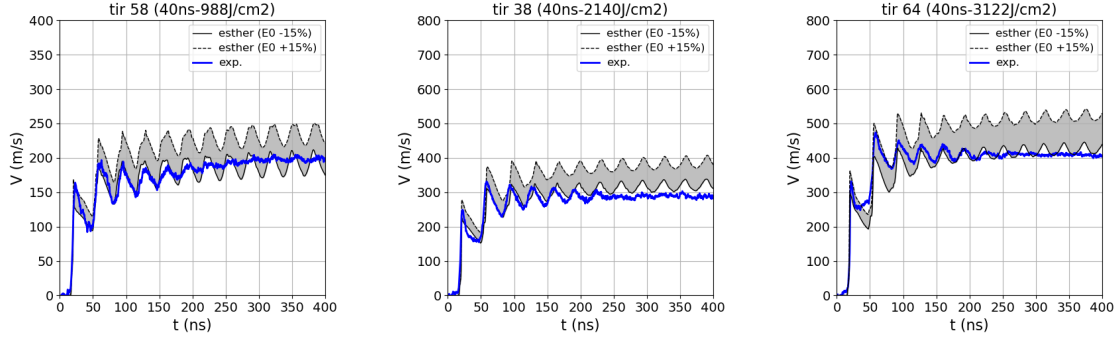


FIGURE 31 – Résultats numériques de la vitesse de face arrière pour trois tirs laser de durée d’impulsion 40 ns comparés avec les signaux expérimentaux. Pour les trois tirs, la zone grisée correspond à l’incertitude numérique liée à une variation imposée de $\pm 15\%$ sur la fluence laser.

code les conditions hydrodynamiques (densité, température, pression ou contrainte, etc.) à différents temps pour comprendre les mécanismes qui se produisent au cours de l’interaction laser-matière.

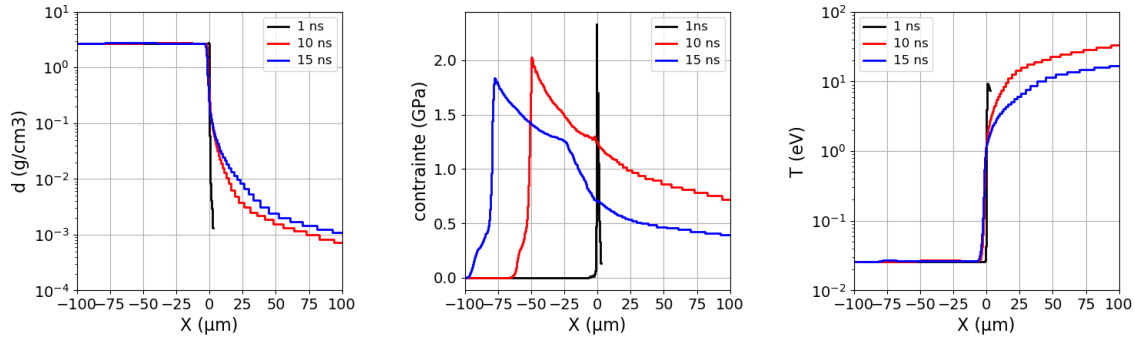


FIGURE 32 – Profils de densité, contrainte et température issus d’un calcul numérique à trois instants différents pour le tir 2 (10ns ; 363 J/cm^2).

La figure 32 montre les conditions hydrodynamiques issues du calcul numérique pour le tir 2 (10 ns - 362 J/cm^2) dont l’intensité maximale est d’environ 33 GW/cm^2 . Aux premiers instants ($t=1 \text{ ns}$), l’interface n’est pas très détendue et les profils de densité et de température sont très raides, la pression présente un pic très localisé. Pour les temps plus longs, la matière ablatée se détend et la densité suit un profil exponentiel en expansion (les vitesses atteintes en face avant sont de quelques dizaines de km/s). La pression induite se propage dans la matière suivant une onde de choc qui est précédée par le précurseur élastique visible à partir de 10 ns. Les températures en face avant atteignent plusieurs dizaines d’eV dans le plasma détendu. Nous avons ensuite superposé le dépôt laser normalisé avec le rapport N_e/N_c à trois instants différents (figure 33).

Nous pouvons voir les différences notables dans le dépôt laser au cours du temps. Lorsque l’interface est raide ($t=1 \text{ ns}$), le laser se dépose sur un ou deux microns avec une forme qui épouse le champ électrique qui se réfléchit sur l’interface et crée une interférence avec le champ incidente (d’où la forme avec un rebond visible vers $x=1 \mu\text{m}$).

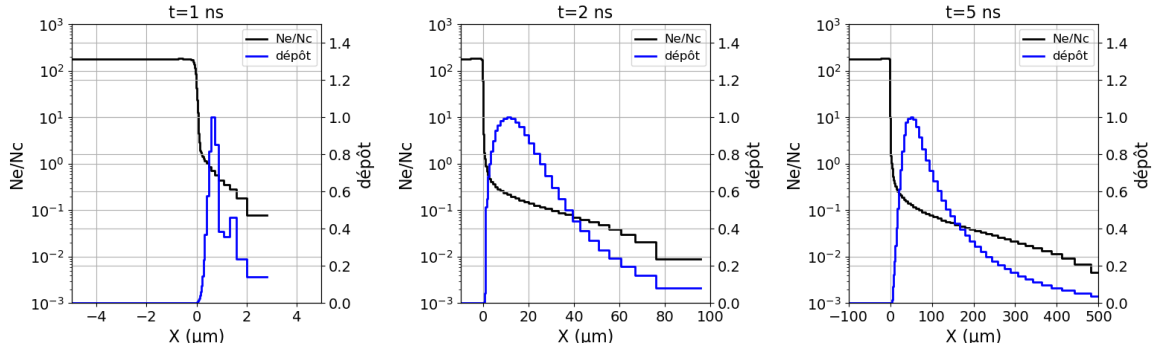


FIGURE 33 – Profils de dépôt laser normalisé et rapport N_e/N_c à trois instants différents pour le tir 2 (10 ns ; $363 J/cm^2$).

Lorsque le plasma est détendu, le laser se dépose de manière continue entre $0.1 N_e/N_c$ et N_e/N_c avec un maximum de dépôt autour de $0.5 N_e/N_c$. On peut remarquer que le dépôt laser s'éloigne de manière importante de l'interface solide avec un décalage entre la zone de dépôt laser et l'interface qui atteint près de $100 \mu m$ à 5 ns. C'est ce décalage qui est sans doute responsable d'une baisse de la pression d'ablation induite dans le matériau au cours de l'impulsion laser. C'est ce que nous allons observer dans le paragraphe suivant qui est dédié à l'étude de la pression d'ablation. Il s'agit d'une grandeur essentielle que nous pouvons extraire des simulations numériques.

3.2.3 Caractérisation de la pression d'ablation

La pression d'ablation peut être définie comme étant le profil temporel de pression qui permet de générer la même onde de choc dans la matière que celle produite par un modèle d'interaction laser. Dans les thèses de Simon Bardy et Marine Scius-Bertrand, nous avons étudié plusieurs manières de calculer la pression d'ablation et les meilleurs résultats ont été obtenus en s'appuyant sur le profil de vitesse en face avant. Pour comprendre notre manière de procéder, nous avons représenté figure 34 les profils de vitesse et de pression à trois instants pour le tir 2 qui correspond à une feuille de $100 \mu m$ irradiée par une impulsion de 10 ns avec une fluence de $362 J/cm^2$.

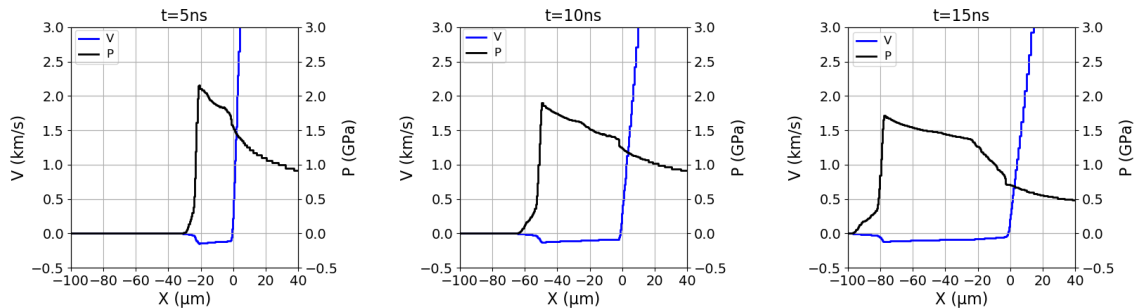


FIGURE 34 – Profils numériques de la pression et de la vitesse matière à trois instants différents pour le tir 2 (10 ns - $362 J/cm^2$)

A chaque instant, nous retrouvons le même type de comportement pour la vitesse et la pression. Le laser ablate la matière en face avant et une expansion très rapide

du plasma se développe. La vitesse est positive dans cette zone et atteint des valeurs de plusieurs dizaines de km/s. Dans l'autre direction, un choc est lancé au sein de la matière vers la gauche. Ce choc génère une vitesse matière négative (dans notre convention) qui accompagne le choc tout au long de sa propagation. Il existe donc une position pour laquelle la vitesse s'annule (ou s'inverse), cette position restant toujours assez proche de la position de la face avant au temps initial (donc 0 sur les figures). Nous pouvons remarquer que pour les trois instants représentés, cette position où la vitesse s'inverse correspond à un décrochement de la pression. En relevant la valeur de pression à cette position pour chaque instant, nous pouvons reconstruire un profil temporel de pression qui correspondra à la pression d'ablation. Nous avons testé plusieurs autres méthodes numériques pour définir la pression d'ablation (valeur particulière de N_e/N_c , front de température ou de densité, première maille liquide ou solide, etc.), mais c'est la méthode basée sur l'inversion de vitesse qui est la plus robuste et qui permet de générer des pressions équivalentes à l'interaction du laser. La figure 35 présente les résultats de pression d'ablation que nous avons obtenus de cette manière pour trois tirs ayant des durées d'impulsions différentes (10, 20 et 40 ns).

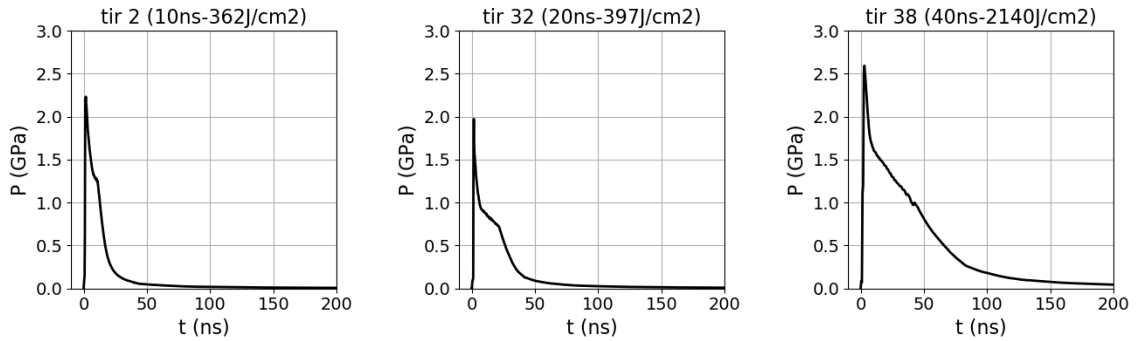


FIGURE 35 – Profils numériques de la pression d'ablation obtenus pour trois tirs ayant des durées d'impulsion différentes.

Nous pouvons voir que la pression d'ablation présente toujours le même type de forme avec trois zones temporelles successives. Dans les premiers instants, la pression d'ablation est très piquée. Ensuite, la pression d'ablation décroît lentement jusqu'à la fin de l'impulsion laser. Après la fin de l'impulsion, la matière se détend de manière adiabatique et la pression décroît fortement. Comme nous l'avons évoqué dans le paragraphe précédent, nous attribuons la baisse de pression d'ablation au cours de l'impulsion laser (alors que le laser continue à déposer le même niveau d'énergie) au décalage qui se crée entre la zone de dépôt laser et l'interface solide sur laquelle s'applique la pression d'ablation.

Pour valider le calcul de la pression d'ablation, il faut que son utilisation comme condition limite sur les feuilles d'aluminium redonne des résultats identiques aux résultats de simulations complètes intégrant l'interaction du laser. A titre d'exemple, nous avons ainsi comparé sur la figure 36 les VSL obtenues en utilisant la pression d'ablation avec celles issues des calculs complets avec l'interaction laser. Nous pouvons voir que les courbes se superposent, ce qui nous conforte dans l'utilisation des pressions d'ablation comme condition initiale en remplacement du laser.

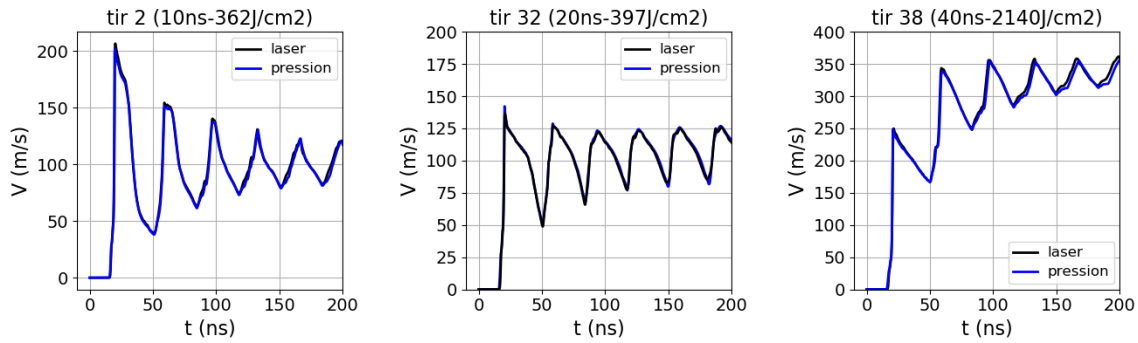


FIGURE 36 – Comparaison des profils de VSL obtenus suivant deux méthodes numériques avec Esther (application d’une pression d’ablation ou calcul laser complet).

Remarque 1 : intérêt de la pression d’ablation sur les temps de calcul

Les calculs laser intègrent de nombreux phénomènes physiques tels que le transfert radiatif et la résolution de Helmholtz qui sont coûteux en temps de calcul en comparaison avec une simple condition aux bords. Cela donne des temps de calcul très différents entre les deux méthodes puisqu’on réduit presque d’un facteur 100 les temps de calcul (on passe de 3 s pour un calcul par pression d’ablation à 258 s avec un calcul laser complet). Outre le fait que c’est plus confortable d’avoir un résultat rapide, le fait d’avoir un temps de calcul fortement réduit nous a permis de réaliser des optimisations de modèles matériaux qui nécessitent des centaines de calculs afin de faire varier les paramètres des modèles mécaniques. L’utilisation de pression d’ablation y compris dans Esther est donc intéressant en soi.

Remarque 2 : intérêt de la pression d’ablation pour utiliser un autre code

Pour de nombreuses raisons, il est souvent nécessaire d’utiliser un autre code numérique qu’Esther : soit pour réaliser des études en géométries 2D ou 3D inaccessibles avec Esther, soit pour utiliser des modèles matériaux qui ne sont pas disponibles dans le code. Par exemple, les codes Abaqus, LS-Dyna ou Radioss sont très intéressants et beaucoup plus complets qu’Esther pour traiter les effets d’une onde de choc dans la matière, mais ils n’intègrent pas de module permettant de prendre en compte l’interaction laser. En utilisant les pressions d’ablation d’Esther, il est possible de reproduire l’effet du laser dans ce type de code. Pour passer en géométrie 2D ou 3D, il suffit d’étendre spatialement la pression d’ablation 1D calculée, soit en réalisant de nombreuses simulations à des différentes intensités (en reproduisant ainsi un profil de tache focale), soit en appliquant une loi de pondération spatiale liée à la tache focale comme l’a proposé et développé Bertrand Aubert dans sa thèse [40].

Remarque 3 : limitation de l’utilisation de la pression d’ablation

A l’inverse, il faut faire attention à ne pas utiliser cette méthode de pression d’ablation lorsqu’on veut étudier le comportement de la face avant soumise au laser. En particulier, l’ablation de matière de quelques microns due au laser n’est pas prise en compte avec une pression d’ablation qui ne fait que comprimer la matière. Il faut donc faire attention à ne pas étudier l’ablation de la matière avec ce type de méthode.

Remarque 4 : formulation analytique des pressions d'ablation

Après cette phase de validation du modèle numérique dans Esther pour ce régime d'interaction, nous avons exploité le code pour trouver une formulation analytique des pressions d'ablation en fonction de l'intensité laser I pour une forme temporelle créneau de durée T_{imp} (temps de montée et de descente égaux à 0.5 ns). Nous avons pour cela effectué des dizaines de simulations en faisant varier I entre 10 et 500 GW/cm^2 et T_{imp} entre 5 et 40 ns. Ces valeurs correspondent au domaine validé avec les expériences présentées ci-dessus au GCLT. Nous avons ensuite trouvé des formules permettant de retrouver les profils temporels de pression d'ablation dans tout le domaine visé. La formulation complète est un peu compliquée à écrire, mais elle reste complètement analytique (il s'agit d'ajustements purement numériques sans justification théorique).

Pour décrire le profil temporel de la pression d'ablation, nous avons divisé le domaine temporel en quatre zones avec un ajustement numérique dans chaque zone (voir figure 37).

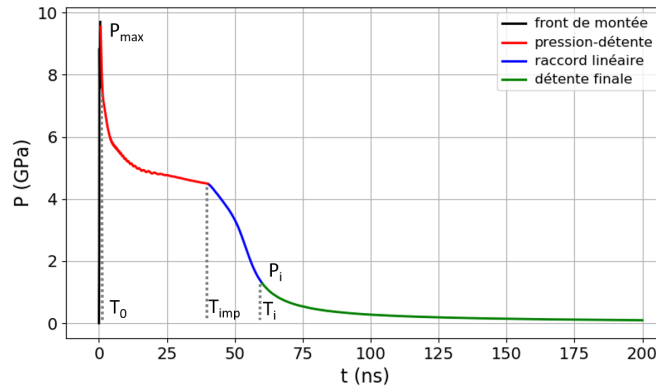


FIGURE 37 – Profil de pression typique produit par Esther divisé en plusieurs zones pour déterminer les ajustements numériques. Cette simulation correspond à une impulsion de 40 ns avec une intensité de 250 GW/cm^2 en régime d'interaction directe sous vide à 1053 nm.

Le temps de montée et la durée d'impulsion sont respectivement notés T_0 et T_{imp} (dans cette étude, nous aurons toujours $T_0 = 0.5 ns$). Nous définissons également un temps plus grand que la durée d'impulsion T_i (cela correspondra à un temps au-delà duquel le matériau est en détente continue). Nous avons imposé $T_i = \frac{3}{2}T_{imp}$ pour ce régime d'interaction directe.

- Front de montée linéaire $t \leq T_0$: $P(t) = P_{max} \left(\frac{t}{T_0} \right)$
- Zone de pression/détente $T_0 \leq t \leq T_{imp}$: $P(t) = P_{max} \left(\frac{T_0}{t} \right)^p$
- Raccord linéaire $T_{imp} \leq t \leq T_i$: raccord linéaire entre les points $[T_{imp}; P(T_{imp})]$ et $[T_i; P_i = P(T_i)]$
- Zone finale de détente $t \geq T_i$: $P(t) = P_i \left(\frac{T_i - T_i \delta}{t - T_i \delta} \right)^n$

Les paramètres P_{max} , P_i (pression au temps T_i), p , n et δ ont été ajustés sur l'ensemble du domaine en intensité et durée d'impulsion. Les résultats sont donnés ci-dessous avec I et T_{imp} s'exprimant respectivement en GW/cm^2 et en ns .

$$P_{max} = 0.56 + 0.08 I - 3.2 \times 10^{-4} I^2 \quad \text{pour } I \leq 100$$

$$P_{max} = 2.52 + 0.0238 I \quad \text{pour } I \geq 100 \quad (80)$$

$$(81)$$

$$P_m = 0.092 I^{0.623} \quad \text{pour } I \leq 100$$

$$P_m = 0.162 + 0.0166 I \quad \text{pour } I \geq 100$$

$$p = \frac{\ln\left(\frac{P_{max}}{P_m}\right)}{\ln\left(\frac{40}{T_0}\right)} \quad (82)$$

$$(83)$$

Les paramètres P_{max} et p étant indépendants de la durée d'impulsion, nous les avons ajustés sur l'impulsion la plus longue du domaine, soit 40 ns. P_m correspond ainsi à la pression minimale atteinte à la fin de l'impulsion pour cette durée. Les trois autres paramètres liés à la détente (P_i , n et δ) sont donnés par les relations suivantes qui sont un peu plus compliquées, car dépendant de la durée d'impulsion T_{imp} .

$$P_i = 0.11 + 0.011 I^* \quad \text{pour } I^* \leq 240 - 3.4 T_{imp}$$

$$P_i = (2.79 - 0.09 T_{imp} + 1.12 \times 10^{-3} T_{imp}^2) + 2 \times 10^{-3} I^* \quad \text{pour } I^* \geq 240 - 3.4 T_{imp}$$

$$I^* = (1.1 - 9.76 \times 10^{-3} T_{imp}) I \quad (84)$$

$$n = (0.5 + 1.76 \times 10^{-2} T_{imp}) e^{-\left(\frac{I^{**}-115}{100}\right)^2} + 1.14 - 1.06 \times 10^{-2} T_{imp} + 1.37 \times 10^{-4} T_{imp}^2$$

$$\delta = 0.83 - (0.467 - 2.45 \times 10^{-3} T_{imp} + 1.75 \times 10^{-4} T_{imp}^2) e^{-\left(\frac{I^{**}-100}{100}\right)^2}$$

$$I^{**} = (0.84 + 0.016 T_{imp}) I \quad (85)$$

La figure 38 présente des comparaisons entre les formulations proposées et les résultats numériques issus directement du code Esther. Nous pouvons voir que les résultats obtenus par les formulations analytiques sont très proches des résultats initiaux fournis par Esther.

Après avoir vérifié que la formulation analytique permettait de reproduire des formes correctes de pression d'ablation avec les mêmes formes d'impulsion, nous avons appliqué les formules sur les tirs réels présentant des formes temporelles qui ne sont pas exactement des créneaux parfaits. La figure 39 présente une comparaison pour trois tirs ayant des durées d'impulsion et des intensités différentes. Nous avons pris à chaque fois une intensité maximale correspondant à la moyenne du plateau présent dans la forme temporelle expérimentale. Nous pouvons voir que l'utilisation du modèle analytique pour la pression d'ablation permet de retrouver les signaux de vitesse de surface libre en face arrière (VSL) issus de simulations Esther complètes (formes d'impulsions réelles

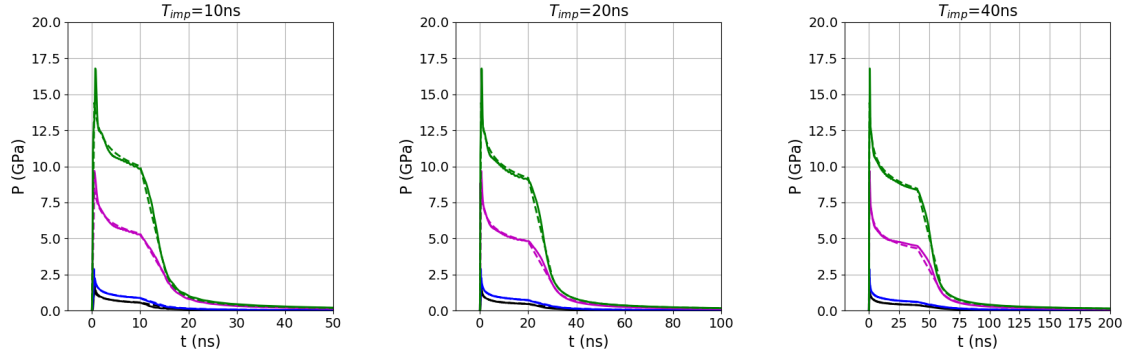


FIGURE 38 – Comparaison des profils de pression d’ablation obtenus par la formulation analytique (traits pointillés) avec les résultats numériques initiaux d’Esther (traits pleins) pour 3 durées d’impulsion et 4 niveaux d’intensité (10, 20, 250 et 500 GW/cm^2) en régime d’interaction directe à 1053 nm.

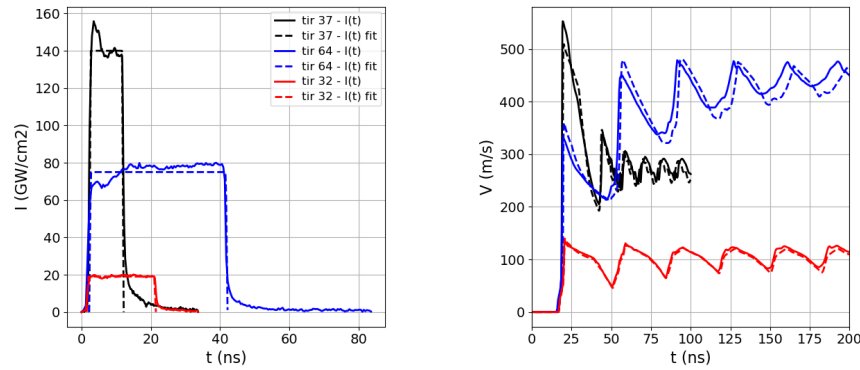


FIGURE 39 – Comparaison des vitesses de surface libre calculées par Esther avec un modèle complet intégrant l’interaction laser (courbes en trait plein) et avec les pressions d’ablation analytiques (courbes en trait pointillé) en régime d’interaction directe à 1053 nm. Trois tirs de durées d’impulsion et d’intensités différentes sont représentés : les tirs 37 (10 ns-140 GW/cm^2), 32 (20 ns-19 GW/cm^2) et 64 (40 ns-75 GW/cm^2).

et simulation laser-matière). Les différences existent surtout pour la durée d’impulsion de 40 ns aux temps longs.

L’utilisation de cette formulation analytique a donc permis de retrouver des comportements induits dans la matière équivalents à ceux simulés de manière complète avec Esther. Cela peut permettre de rentrer directement une loi de pression dans un code de mécanique sans avoir à réaliser des simulations Esther, ce qui est intéressant notamment en terme de temps de calcul. La figure 40 présente la loi en intensité de la pression maximale fournie par le modèle analytique en fonction de l’intensité.

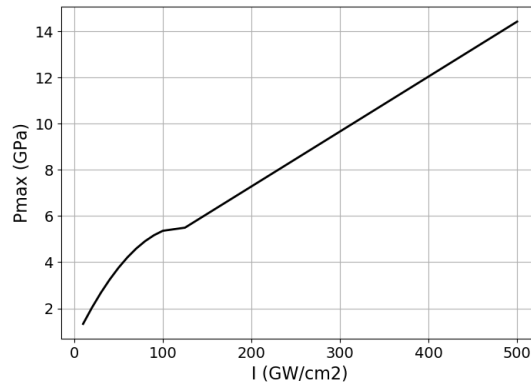


FIGURE 40 – Pression maximale induite dans l’aluminium en fonction de l’intensité. La courbe correspond à la formulation analytique présentée dans ce paragraphe.

3.2.4 Propagation et atténuation des ondes dans l’aluminium

Après avoir caractérisé la pression d’ablation générée par laser en régime direct, nous avons étudié dans la thèse de Marine Scius-Bertrand la propagation des ondes dans l’aluminium en réalisant des expériences sur des feuilles de différentes épaisseurs. Nous avons déjà évoqué ce type d’études dans le paragraphe 3.2.2 (travaux de Simon Bardy et Adélie Faujour [14]). La problématique de ce genre d’études est liée à la difficulté d’obtenir des chocs plans qui sont plus faciles à exploiter pour développer des modèles matériaux. Malheureusement, si nous augmentons les épaisseurs, il faut augmenter la tache focale, ce qui diminue d’autant l’intensité laser disponible. Etant limités en énergie, nous avons dû par exemple faire des expériences sur des feuilles de $500 \mu m$ avec des taches focales de 1 mm. Dans cette configuration, nous pouvons légitimement nous poser des questions sur l’hypothèse monodimensionnelle sur laquelle repose l’interprétation des résultats avec un code 1D. Pour comprendre ces phénomènes et valider ou non l’hypothèse monodimensionnelle, nous avons réalisé des tirs à même intensité et même durée d’impulsion sur des échantillons d’aluminium de différentes épaisseurs. La figure 41 montre les résultats expérimentaux obtenus pour trois tirs réalisés sur des cibles de 100, 200 et $500 \mu m$, la durée d’impulsion est de 20 ns.

L’objectif était de réaliser trois tirs avec un chargement laser identique, ce qui a été globalement obtenu avec des fluences sur cible de 1854, 1834 et $1730 J/cm^2$ respectivement pour les tirs 2b, 67 et 53. Les formes temporelles restent relativement proches entre elles. Nous pouvons voir sur les signaux de vitesse l’effet de l’épaisseur avec non seulement un décalage initial des temps d’arrivée des chocs en face arrière mais également une atténuation des vitesses maximales, donc des pressions en face arrière. Nous avons simulé ces tirs avec le code Esther et obtenu des résultats qui sont proches des résultats expérimentaux comme le montre la figure 42.

Nous pouvons voir que les tirs sont bien reproduits pour les cibles de 100 et 200 μm . Pour le tir sur une cible de $500 \mu m$, le premier pic est bien restitué mais il existe un désaccord aux temps longs. Cette différence s’explique par les effets 2D qui peuvent être importants dès lors que la tache focale est comparable à la distance de propagation des ondes. Les détente latérales qui partent des bords de la tache focale peuvent rat-

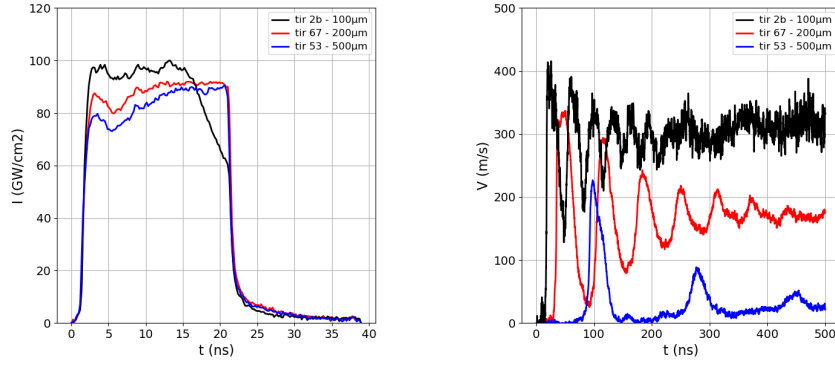


FIGURE 41 – Formes temporelles (figure de gauche) et signaux Visar (figure de droite) pour les tirs 2b, 67 et 53 réalisés respectivement sur des cibles d'épaisseur 100, 200 et 500 μm .

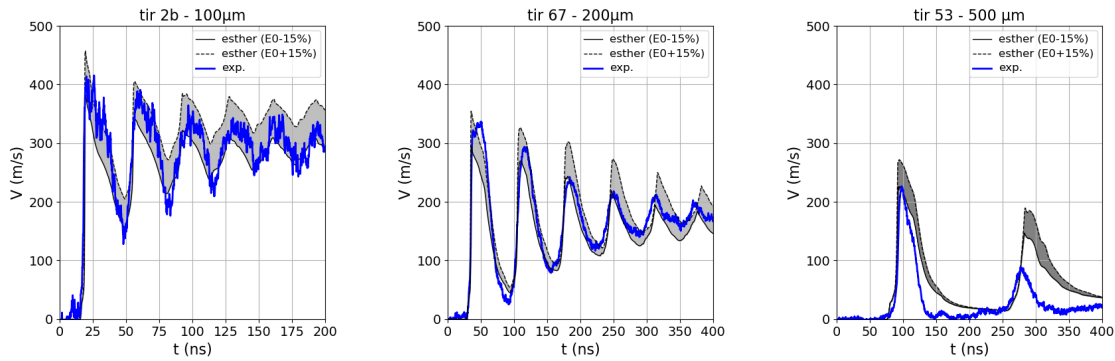


FIGURE 42 – Résultats numériques de la vitesse de face arrière pour trois tirs laser de durée d'impulsion 20 ns comparés avec les signaux expérimentaux. Pour les trois tirs, la zone grisée correspond à l'incertitude numérique liée à une variation imposée de $\pm 15\%$ sur la fluence laser.

traper l'onde de choc au centre si la distance de propagation des ondes est suffisante. Nous avons estimé ces effets pour ces expériences en réalisant des simulations 2D à l'aide du code de dynamique rapide Hesione qui est développé au CEA-DAM-DIF [41]. Ce code ne disposant pas de module d'interaction laser, les chargements équivalents aux tirs laser sont réalisés à l'aide des pressions d'ablation calculées par le code Esther. La répartition spatiale de la pression d'ablation suit le profil de tache focale qui est circulaire. Les détails de ce couplage entre Esther et Hesione sont décrits dans la thèse de Bertrand Aubert avec qui nous avons collaboré sur ce sujet (voir [40]).

La figure 43 montre des comparaisons numériques pour les trois tirs 2b, 67 et 53 qui ont été réalisés avec une tache focale de 1 mm. Pour chaque tir, nous avons réalisé des simulations pour des taches focales circulaires (supergaussiennes d'ordre 8) de diamètre 1 et 5 mm.

Nous pouvons voir que les simulations 1D (équivalentes au diamètre de tache focale de 5 mm) sont correctes pour les tirs 2b et 67 jusqu'à 2 voire 3 allers-retours. Par

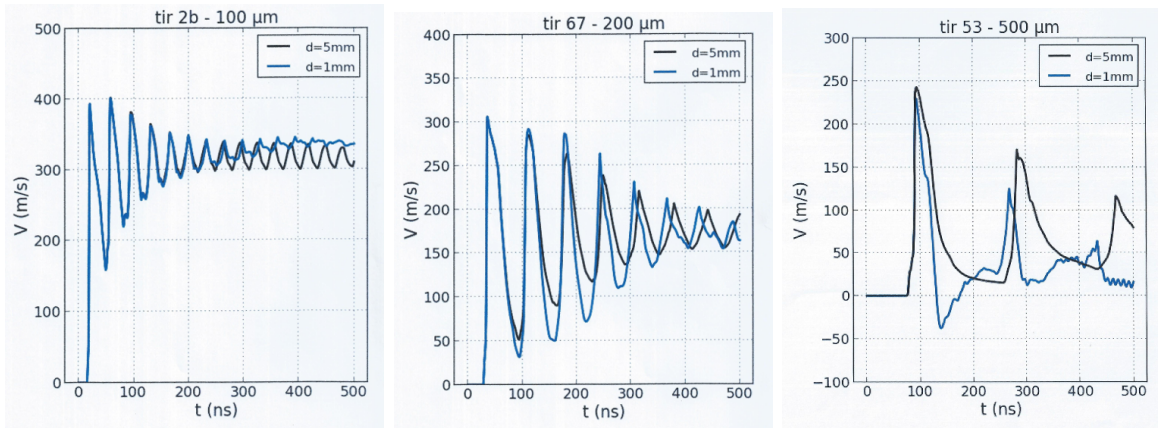


FIGURE 43 – Simulations numériques 2D de la vitesse de face arrière pour les 3 tirs 2b, 67 et 53. Les courbes en noir et en bleu correspondent respectivement à des taches focales de 1 et 5 mm.

contre, le tir 53 sur une cible épaisse de $500 \mu m$ est perturbé dès la détente après le premier pic. Pour ce tir, seul le maximum du premier pic de vitesse peut être considéré comme correct dans une simulation 1D. L'interprétation des résultats de la figure 42 doit concerner uniquement les maximums de vitesse dans le premier pic, l'analyse des allers-retours pour les cibles de 200 et $500 \mu m$ étant trop perturbée par les effets 2D.

3.3 Expériences de caractérisation de l'aluminium en régime confiné à 532 nm

Les expériences que nous venons de présenter ont été réalisées en régime d'interaction directe, le laser étant focalisé sous vide directement sur la surface d'aluminium. Ce régime est intéressant pour atteindre des pressions très élevées dès lors que nous disposons d'un laser énergétique et d'une chambre d'expérience sous vide. Pour les applications industrielles reposant sur le choc laser, il n'est pas intéressant économiquement voire même impossible techniquement d'utiliser cette configuration. Une méthode pour augmenter la pression induite par le laser tout en restant à l'air libre est de confiner la zone d'interaction laser [42]. Pour cela, il suffit de placer un matériau transparent, généralement de l'eau, en face avant de la cible (schéma 44) [14, 43]. Ce régime d'interaction a été largement étudié par le groupe de Rémy Fabbro et Laurent Berthe au laboratoire PIMM de l'Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers (ENSA) [44, 45, 46]. Ils ont montré en particulier qu'il était possible d'atteindre des pressions d'ablation de plusieurs GPa avec des intensités de quelques GW/cm^2 , la limitation en pression étant liée au seuil de claquage dans le milieu transparent qui empêche la propagation du laser au-delà d'une certaine intensité.

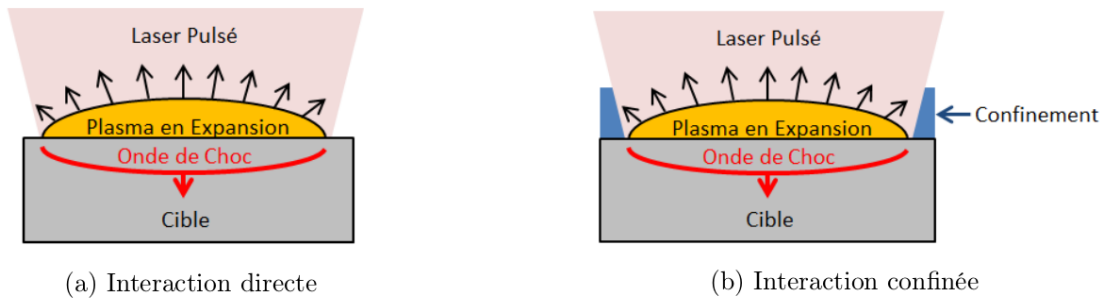


FIGURE 44 – Principe du régime d'interaction en régime confiné (figure de droite) comparé au régime d'interaction directe. La figure a été reprise de la thèse de Simon Bardy.

Nous avons repris ces études d'interaction laser en régime confiné en collaboration avec le groupe de Laurent Berthe au PIMM, l'objectif étant d'explorer de nouvelles configurations expérimentales et de développer un modèle dans Esther qui permette de restituer ce type d'interaction (travaux de thèse de Simon Bardy et Marine Scius-Bertrand). Pour réaliser cette étude, nous avons adopté la même démarche que celle que nous avons développée dans le paragraphe 3.2.2 pour l'étude de l'interaction sous vide. Nous avons dans un premier temps réalisé des expériences sur l'installation Hephaïstos du PIMM qui délivre des impulsions gaussiennes fixes de 7 ns à 532 nm avec une énergie maximale de 14 J. Le diagnostic principal est le VISAR comme sur le GCLT. La tache focale est homogénéisée avec une lame de phase qui permet d'obtenir des profils spatiaux circulaires de diamètres compris entre 3 et 8 mm en fonction de la longueur focale de la lentille de focalisation qui est utilisée. Nous avons réalisé ainsi de nombreux tirs sur des feuilles d'aluminium de 0.5 et 1 mm avec une tache focale de 3 mm, ce qui garantit l'hypothèse 1D au moins pour la propagation du pic de pression qui engendre le maximum de vitesse sur le signal VISAR. Cette série d'expériences en confinement eau nous a permis de construire une loi de pression d'ablation en fonction

de l'intensité laser (voir figure 45). Ces résultats ont été publiés dans la revue *metals* [47].

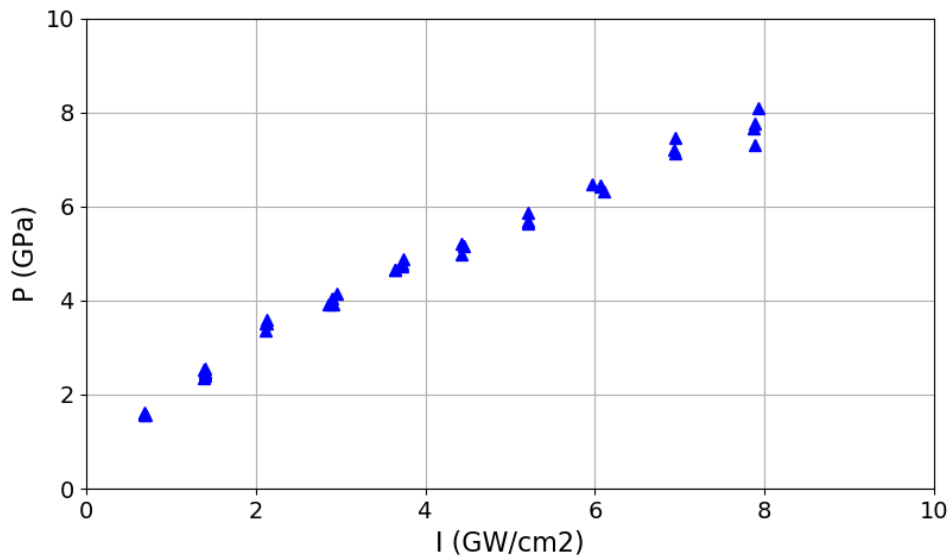


FIGURE 45 – Pression d’ablation en fonction de l’intensité laser obtenue sur l’installation Hephaistos en régime confiné eau à 532 nm.

Pour réaliser ce type de courbe de pression en fonction de l’intensité (courbe $P(I)$), nous avons utilisé la formulation 86 qui relie la pression d’ablation P en MPa à la vitesse maximale V_{max} en m/s mesurée par le VISAR, en prenant en compte l’atténuation de l’onde qui s’est propagée entre la face d’entrée et la face arrière dont on mesure la mise en vitesse avec le diagnostic VISAR.

$$P = -1.456 \times 10^{-2} V_{max}^2 + 20.075 V_{max} - 29.246 \quad (86)$$

Pour aller plus loin dans la modélisation de ces expériences, nous avons développé un modèle dans Esther prenant en compte le confinement eau. Nous avons repris les mêmes options qu’en interaction directe, mais en rajoutant l’eau qui est considérée comme transparente durant toute la simulation. L’équation d’état de l’eau que nous utilisons a été construite par David Hébert du CEA-DAM-CESTA. Développée au départ pour des applications froides, elle a été étendue au domaine plasma et intégrée dans le code Esther.

La seconde différence porte sur la réflectivité à froid de l’aluminium qui en théorie est proche de 95 %, ce qui n’est pas réaliste pour des feuilles non polies fournies par Goodfellow. Les mesures que nous avons effectuées montrent que la réflectivité est de l’ordre de 50 %. Nous n’avons pas pris en compte cette différence entre la réflectivité théorique et expérimentale dans nos précédentes simulations en attaque directe, car les intensités élevées mises en jeu ablaient quasiment immédiatement la surface. La réflectivité initiale n’avait aucun effet sur les résultats finaux. Par contre, en régime confiné les intensités sont beaucoup plus basses et il n’est plus possible de négliger ce

phénomène. Nous avons donc modifié dans notre modèle la réflectivité initiale pour la mettre au niveau de la mesure. Les simulations montrent que cet effet commence à être important pour des intensités inférieures à $1 \text{ GW}/\text{cm}^2$.

Nous avons représenté sur la figure 46 trois tirs a), b) et c) correspondant respectivement à des fluences de 21, 36.9 et $51.5 \text{ J}/\text{cm}^2$. Pour ces tirs, la tache focale avait un diamètre de 4 mm.

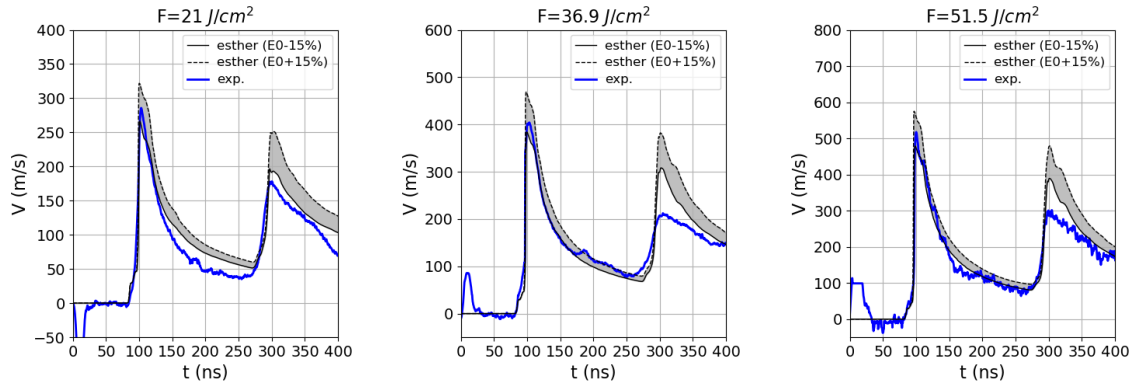


FIGURE 46 – Résultats numériques de la vitesse de face arrière pour trois tirs laser obtenus sur l’installation Hephaïstos comparés avec les signaux expérimentaux. Pour les trois tirs, la zone grisée correspond à l’incertitude numérique liée à une variation imposée de $\pm 15\%$ sur la fluence laser.

Nous pouvons voir sur les graphiques que le modèle utilisé dans Esther permet de reproduire correctement les pics de vitesse en face arrière ainsi que l’arrivée du deuxième pic après un aller-retour dans la cible. Le niveau du deuxième pic est systématiquement plus bas et peut être expliqué par les effets 2D qui se font sans doute sentir après 1.5 mm de propagation dans l’aluminium. Nous avons réalisé ce type d’étude sur de nombreux tirs (voir [48]) ce qui nous a permis de valider le modèle utilisé dans le code Esther dans ces conditions d’interaction (régime confiné à 532 nm).

Il est intéressant de représenter les conditions hydrodynamiques au cours du temps pour comprendre les mécanismes mis en jeu dans ce type de configuration. Nous avons tracé sur la figure 47 la densité, la contrainte et la température à deux instants différents (10 ns en noir et 20 ns en bleu) pour le tir c) correspondant à $51.5 \text{ J}/\text{cm}^2$. Nous avons fait apparaître dans les courbes les zones correspondant respectivement à l’aluminium (en trait plein) et à l’eau (en trait pointillé).

Nous pouvons voir sur les différents graphiques les mécanismes qui se développent au cours du temps. Le laser est absorbé au niveau de l’interface entre l’aluminium et l’eau, ce qui crée une zone de plasma de faible densité et de forte température (environ 10 eV). La dynamique d’expansion de cette zone est pilotée à la fois par l’hydrodynamique (propagation des ondes de choc) et par la conduction thermique qui transfère rapidement l’énergie déposée par le laser à la matière proche de cette zone. Une onde de choc est créée de part et d’autre de cette zone, elle se propage dans les deux milieux avec des vitesses différentes liées aux vitesses de son de chacun des milieux (environ 5000 et 1500 m/s respectivement pour l’aluminium et l’eau).

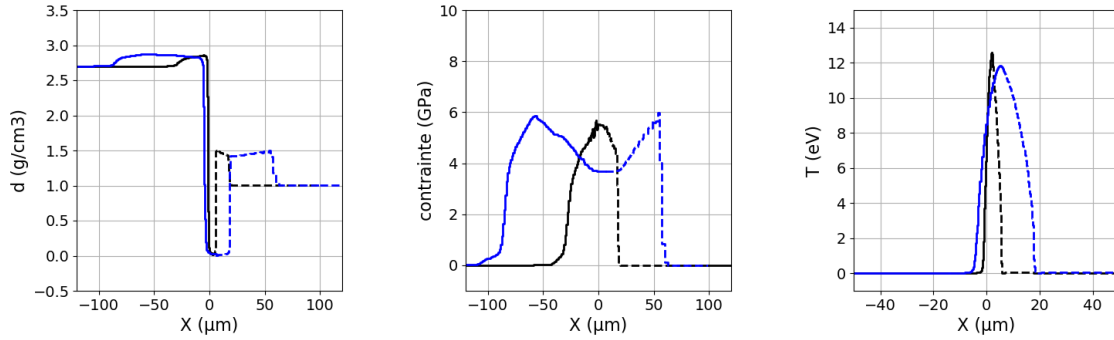


FIGURE 47 – Profils de densité, contrainte et température issus d’un calcul numérique à deux instants différents (10 ns en noir et 20 ns en bleu) pour le tir c) correspondant à $51.5 J/cm^2$. Les courbes en noir et en bleu correspondent respectivement aux temps 10 et 20 ns. L’aluminium correspond aux courbes en trait plein et l’eau aux courbes en trait pointillé.

De la même manière que pour le régime d’interaction directe, il est possible d’extraire des simulations une pression d’ablation qui permet de reproduire les effets de l’absorption laser. La méthode de calcul de la pression est identique à celle décrite au paragraphe 3.2.3 qui s’appuie sur l’analyse du profil de vitesse. La seule différence que nous avons apportée en régime confiné est purement numérique : il est préférable de rechercher la position d’inversion de la vitesse en partant de l’aluminium et non pas de l’eau, car des instabilités numériques peuvent générer des oscillations sur la vitesse qui rendent le calcul de pression instable. En partant du côté opposé, nous avons résolu les quelques situations qui posaient des problèmes.

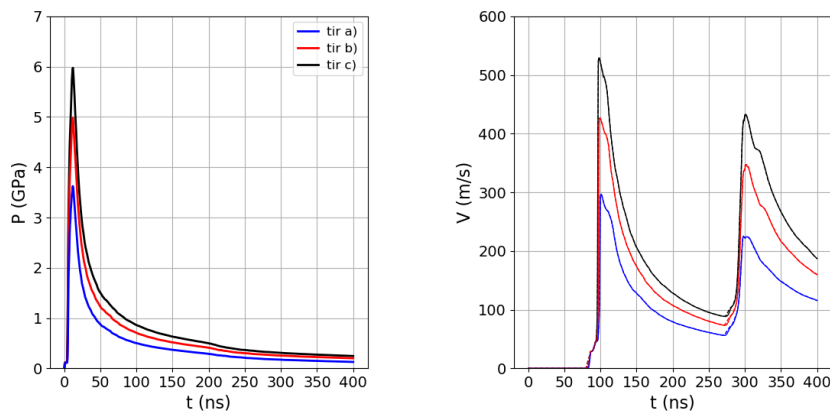


FIGURE 48 – Profils de pressions d’ablation (figure de gauche) et de vitesses de surface libre (figure de droite) calculés par le code Esther pour les trois tirs a), b) et c) correspondant respectivement aux fluences 21, 36.9 et $51.5 J/cm^2$. Nous avons également représenté en trait pointillé sur la figure de droite les profils de vitesse obtenus par des simulations numériques utilisant les pressions d’ablation.

La figure 48 montre à gauche les profils de pression d’ablation que nous avons ainsi

obtenus pour les trois tirs a), b) et c). La durée à mi-hauteur des profils de pression est d'environ 18 ns ce qui correspond au double de la durée d'impulsion. Le pic de pression est suivi par une longue détente. Nous pouvons voir sur les figures de droite que les vitesses de surface libre sont identiques pour les deux types de calcul effectués avec le code Esther puisque nous n'arrivons pas à discriminer les courbes à trait plein (calculs complets incluant le dépôt laser) avec celles à trait pointillé (calculs basés sur une pression d'ablation imposée au bord). Le remplacement d'un dépôt laser par une pression d'ablation est donc correcte dans la gamme d'énergie des expériences que nous avons réalisées. Il faut noter que nous appliquons la pression d'ablation directement sur l'aluminium et qu'il faut enlever en conséquence l'eau dans ces simulations.

Comme dans le paragraphe 3.2.3, nous avons recherché des profils analytiques de pression d'ablation ajustés sur les simulations numériques. La démarche est la même que précédemment : nous avons d'abord découpé le profil en différentes zones et recherché ensuite pour chaque partie des formules analytiques permettant de reproduire les simulations numériques dans l'ensemble du domaine recherché en intensité et en durée d'impulsion. Nous avons fait varier l'intensité entre 1 et 10 GW/cm^2 pour des impulsions gaussiennes avec des durées d'impulsion à mi-hauteur comprises entre 7 et 20 ns. Il faut noter dès à présent que seuls les résultats à 7 ns pourront être comparés avec les résultats expérimentaux, sachant que nous n'avons pas d'expériences avec des impulsions gaussiennes plus longues à 532 nm. La figure 49 montre le découpage que nous proposons pour décrire temporellement la pression d'ablation calculée par Esther.

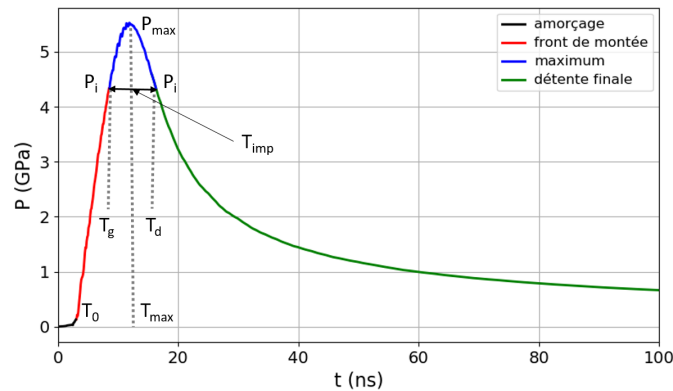


FIGURE 49 – Profil de pression typique produit par Esther divisé en plusieurs zones pour déterminer les ajustements numériques. Cette simulation correspond à une impulsion de 7 ns à mi-hauteur avec une intensité de 5 GW/cm^2 en régime confiné à 532 nm.

Nous avons défini une première partie jusqu'à T_0 qui correspond à la durée d'amorçage du phénomène d'ablation. Pour une impulsion gaussienne, la montée en intensité est très lente et il faut du temps pour que l'énergie déposée ablate la surface et crée un plasma qui absorbera toute l'énergie laser. Ce temps T_0 est piloté par la réflectivité initiale que nous avons fixée à 0.5 comme nous l'avons évoqué précédemment. Une fois que le milieu est suffisamment ablaté, la pression monte très vite et suit quasiment une gaussienne jusqu'à atteindre sa valeur maximale P_{max} . Après ce maximum atteint en T_{max} , le milieu se détend progressivement. Les relations suivantes décrivent la formulation analytique qui permet de reproduire les profils d'ablation uniquement à partir de la durée d'impulsion T_{imp} et du maximum d'intensité laser I pour une impulsion gaussienne.

- Amorçage $t \leq T_0$: $P(t) = 0$ avec $T_0 = \frac{0.8+0.57 T_{imp}}{I^{0.35}}$
- Front de montée linéaire $T_0 \leq t \leq T_g$: $P(t) = P_i \left(\frac{t-T_0}{T_g-T_0} \right)$ avec $T_g = T_{max} - \frac{1}{2}T_{imp}$ et $P_i = 0.82 P_{max}$
- Maximum de pression $T_g \leq t \leq T_d$: $P(t) = P_{max} e^{-\left(\frac{t-T_{max}}{1.1 T_{imp}} \right)^2}$ avec $T_d = T_{max} + \frac{1}{2}T_{imp}$
- Zone finale de détente $t \geq T_d$: $P(t) = P_i \left(\frac{T_d-T_d\delta}{t-T_d\delta} \right)^n$

Le pic de pression est atteint en T_{max} avec $T_{max} = 1.7 T_{imp} (I - (1.3 - 0.13 T_{imp}))^{0.012}$, la valeur du maximum étant donnée par $P_{max} = 2.2 I^{0.57}$. Les coefficients n et δ pour la détente finale sont définis en utilisant les relations 87.

$$n = \max \left(0.72 ; 0.72 \left(\frac{I_s}{I} \right)^{0.25} \right)$$

$$\delta = \min \left(0.57 ; 0.57 + (0.16 - 2.3 \times 10^{-2} T_{imp} + 1.4 \times 10^{-3} T_{imp}^2)(I - I_s) \right)$$

$$I_s = 5.4 - 0.22 T_{imp}$$

La figure 50 présente des comparaisons entre les formulations proposées et les résultats numériques issus directement du code Esther. Nous pouvons voir que les résultats obtenus par les formulations analytiques sont très proches des résultats initiaux fournis par Esther.

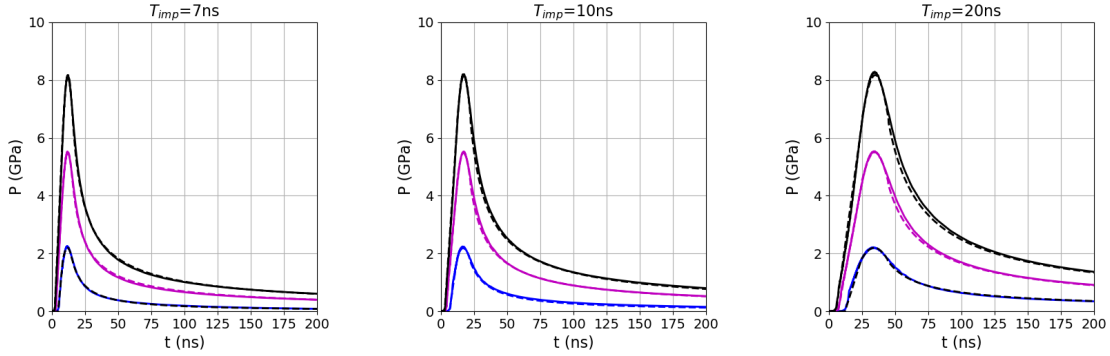


FIGURE 50 – Comparaison des profils de pression d’ablation obtenus par la formulation analytique (traits pointillés) avec les résultats numériques initiaux d’Esther (traits pleins) pour 3 durées d’impulsion et 3 niveaux d’intensité (1, 5 et 10 GW/cm^2) en régime confiné à 532 nm.

Nous avons appliqué ce modèle aux tirs expérimentaux a), b) et c) (voir figure 51). Pour cela, nous avons d’abord cherché la meilleure impulsion gaussienne reproduisant l’impulsion réelle d’Hephaïstos qui est normalisée pour chaque tir avec la fluence mesurée. Nous avons trouvé 7 ns comme durée totale à mi-hauteur, les maximums d’intensité étant de 2.43, 4.26 et 5.94 GW/cm^2 respectivement pour les trois tirs. Nous pouvons voir sur la figure de droite de la figure 51 que les résultats numériques obtenus avec les profils de pression analytiques utilisés comme condition initiale dans Esther sont très

proches de l'expérience jusqu'à l'arrivée du premier pic. Les différences apparaissent sur le deuxième pic, mais elles sont sans doute dues aux effets 2D qui ne sont plus négligeables pour ces temps longs. L'utilisation de la formulation analytique dépendant uniquement de la durée d'impulsion et de l'énergie est donc satisfaisante pour ce régime confiné pour une impulsion gaussienne à 532 nm.

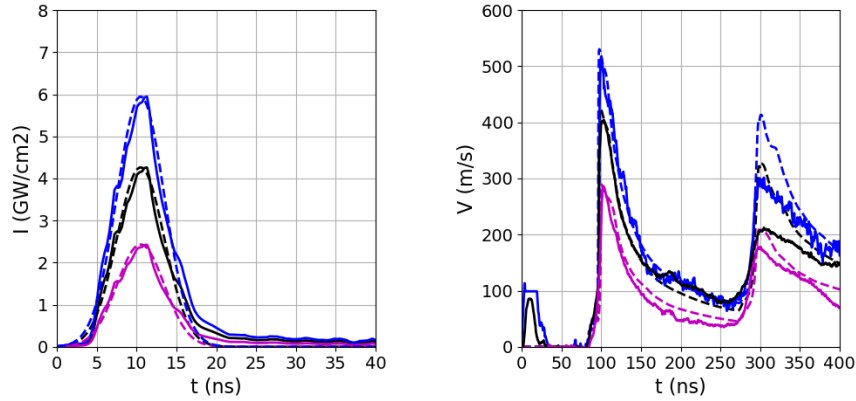


FIGURE 51 – Comparaison des vitesses de surface libre calculées avec un modèle intégrant l'interaction laser (courbes en trait plein) et avec les pressions d'ablation analytiques (courbes en trait pointillé) en régime confiné à 532nm. Les trois tirs a), b) et c) correspondant respectivement aux fluences de 21, 36.9 et 51.5 J/cm^2 sont représentés.

Nous pouvons remarquer dans la formulation analytique que le maximum de pression est indépendant de la durée d'impulsion pour des formes temporelles gaussiennes (ce n'est pas forcément vrai pour d'autres types d'impulsions qu'il faudrait étudier de la même manière). La durée d'impulsion joue sur la durée d'application en rallongeant la forme temporelle de manière homothétique. Nous avons donc tracé de nouveau la courbe semi-expérimentale $P(I)$ en rajoutant le fit proposé (voir figure 52). La courbe analytique reproduit très bien l'évolution de la pression d'ablation en fonction de l'intensité.

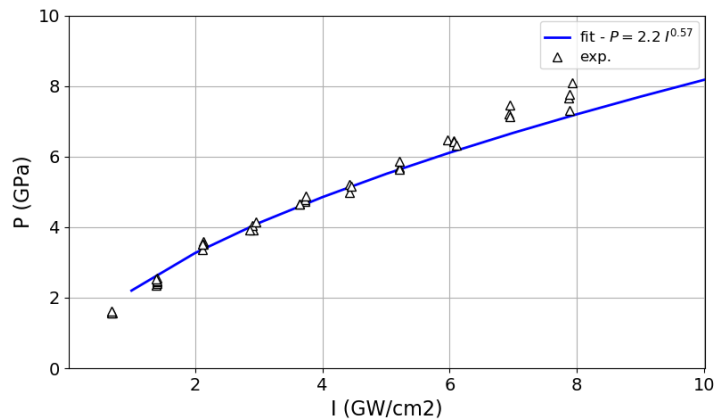


FIGURE 52 – Pression d'ablation en fonction de l'intensité laser obtenue sur Hephaistos en régime confiné eau à 532 nm comparée avec la formulation analytique.

Remarque : formulation analytique de la pression d'ablation en régime confiné à 1053 nm.

Nous avons effectué la même démarche expérimentale et numérique en régime confiné à 1053 nm, mais cette fois sur le GCLT. Les impulsions carrées utilisées étaient identiques à celles déjà présentées en interaction sous vide (voir le paragraphe 3.2) avec des durées d'impulsion variables (10, 20 et 40 ns). Nous ne présenterons pas dans ce manuscrit les résultats expérimentaux et les simulations numériques associées, car les méthodes et les résultats sont très proches de ce qui vient d'être présenté. Le lecteur pourra se reporter au futur manuscrit de thèse de Marine Scius-Bertrand qui inclura les détails de l'étude. A titre d'exemple, nous présentons toutefois les formules analytiques que nous avons pu extraire de l'étude et qui permettent de reproduire parfaitement les pressions d'ablation déduites des simulations Esther. Ces formules analytiques ont été validées pour des durées d'impulsion comprises entre 10 et 40 ns et des intensités entre 1 et 6 GW/cm^2 .

Pour décrire le profil temporel de la pression d'ablation, nous avons de nouveau divisé le domaine temporel en quatre zones avec un ajustement numérique dans chaque zone (voir figure 53).

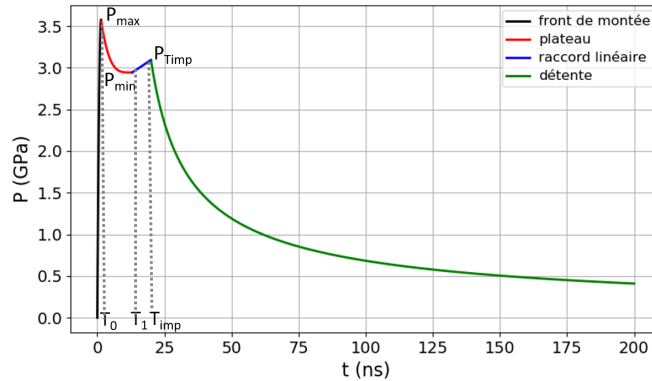


FIGURE 53 – Profil de pression typique produit par Esther divisé en plusieurs zones pour déterminer les ajustements numériques. Cette simulation correspond à une impulsion de 20 ns avec une intensité de 3 GW/cm^2 en régime confiné à 1053 nm.

La formulation analytique de la pression d'ablation en fonction de l'intensité laser I et de la durée d'impulsion T_{imp} est :

- Front de montée quadratique $t \leq T_0$: $P(t) = P_{max} \left(1 - \left(1 - \frac{t}{T_0} \right)^2 \right)$ avec $T_0 = \frac{2.4}{I}$ et $P_{max} = 2 I^{0.53}$
- Plateau $T_0 \leq t \leq \min(T_1, T_{imp})$: $P(t) = P_{min} + (P_{max} - P_{min}) \left(\frac{T_1 - t}{T_1 - T_0} \right)^4$ avec $T_1 = \max(12, 16 - I)$ et $P_{min} = 1.79 I^{0.453}$
- Raccord linéaire $T_1 \leq t \leq T_{imp}$: $\frac{P_{40ns} - P_{min}}{40 - T_1} (t - T_1) + P_{min}$ avec $P_{40ns} = 1.97 I^{0.53}$
- Zone finale de détente $t \geq T_{imp}$: $P(t) = P(T_{imp}) \left(\frac{1 - \delta}{t/T_{imp} - \delta} \right)^n$ avec $n = 0.68 + 0.5e^{-(0.1 T_{imp} - 0.5)I}$ et $\delta = 0.52 \left(1 - e^{-(0.011 T_{imp}^{1.56} I)} \right)$.

3.4 Expérience d'écaillage de matériaux sur l'installation laser Alisé

La dernière étude que je présente dans cette partie a été réalisée en 2010 sur l'installation Alisé du CEA-DAM-CESTA [8]. Il s'agissait d'une campagne de caractérisation de différents matériaux soumis à un flux laser suffisamment important pour permettre de générer à la fois un choc et de l'endommagement. L'objectif principal de la campagne était d'acquérir des données pouvant être directement utilisées dans la maîtrise des débris générés lors d'une expérience laser réalisée sur des installations laser de puissance comme le Laser Megajoule (LMJ, Bordeaux, France) [49] ou le National Ignition Facility (NIF, Livermore, USA). Vu les coûts d'exploitation de ces installations, il n'est pas possible de prendre le risque de casser des optiques ou des diagnostics présents au sein de la chambre d'expériences lors d'un tir. Pour arriver à maîtriser la génération de fragments et de débris lors d'une expérience, il faut à la fois déterminer les termes sources venant solliciter la matière (diffusion des faisceaux laser, rayonnement X produits, plasma, etc.) mais aussi bien connaître les lois de comportement et d'endommagement des éléments soumis à de telles sollicitations. Nous avons donc réalisé des expériences de caractérisation de différents matériaux dans des conditions de vitesses de déformation similaires à celles rencontrées lors d'une expérience LMJ ou NIF.

Nous présentons sur la figure 54 le schéma expérimental qui a été mis en oeuvre sur l'installation Alisé du CEA-DAM-CESTA.

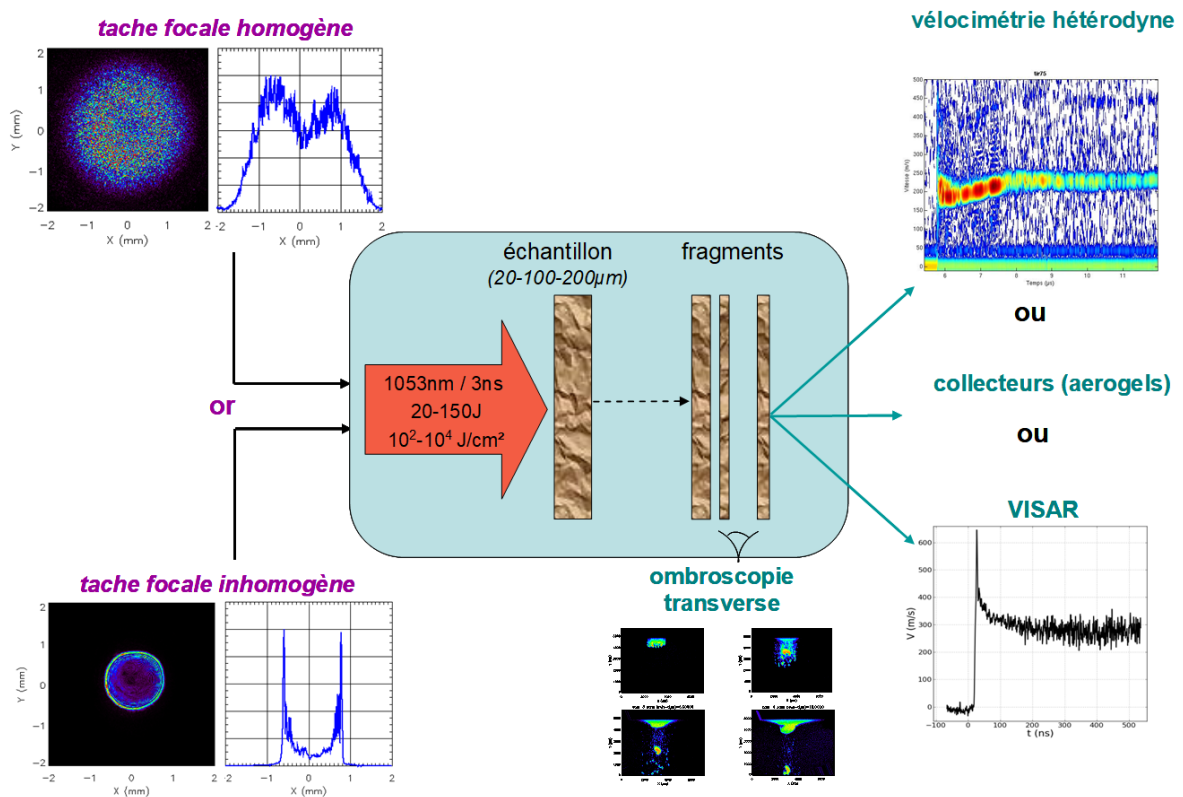


FIGURE 54 – Schéma expérimental de l'expérience de caractérisation de matériaux sur l'installation Alisé.

L'installation Alisé délivrait des impulsions à 1053 nm de durée d'impulsion 3 ns. Nous avons d'abord utilisé une lame de phase pour homogénéiser le faisceau, mais après des problèmes d'endommagement laser nous avons retiré la lame au milieu de la campagne et utilisé une tache focale présentant une inhomogénéité sur les bords. Cela nous a permis d'augmenter également la fluence sur cible. Dans les deux cas, la tache focale était de l'ordre de 2 mm. Les formes spatiales ont été caractérisées sur des tirs à bas flux. Nous avons mis en oeuvre des diagnostics de vélocimétrie classique, VISAR et Vélocimétrie Hétérodyne (VH) ainsi qu'un diagnostic d'ombroscopie transverse développé et mis en oeuvre par Emilien Lescoute [50].

Les cibles étaient des feuilles planes fournies par Goodfellow (acier 304, tantale pur à 99.9 %, or pur à 99.9 % et aluminium pur à 99.0%) avec des épaisseurs de 100 ou 200 μm . Nous allons maintenant détailler les résultats obtenus sur le tantale. La démarche étant identique pour les autres matériaux, nous ne donnerons pour ces derniers que les résultats finaux.

La figure 55 montre les résultats obtenus pour trois tirs sur tantale. Nous pouvons voir sur le tir a) (tache homogène, épaisseur de 200 μm et fluence de $1.8 \times 10^3 J/cm^2$) qu'il n'y a pas d'écaillage. Le choc débouche en face arrière et fait des allers-retours dans la cible tout en s'atténuant. Ce type de tir est très intéressant pour caler des modèles de comportement et d'endommagement. Il nous a permis de trouver les paramètres du modèle d'endommagement de Johnson (paragraphe 2.2.3) qui permettent de reproduire parfaitement les allers-retours. Nous avons développé pour cela un module permettant de réaliser des calculs Esther en modifiant uniquement certains paramètres. Comme il n'y a pas d'écaillage, les trois paramètres du modèle ajustés à ce stade sont α_0 , η et P_s .

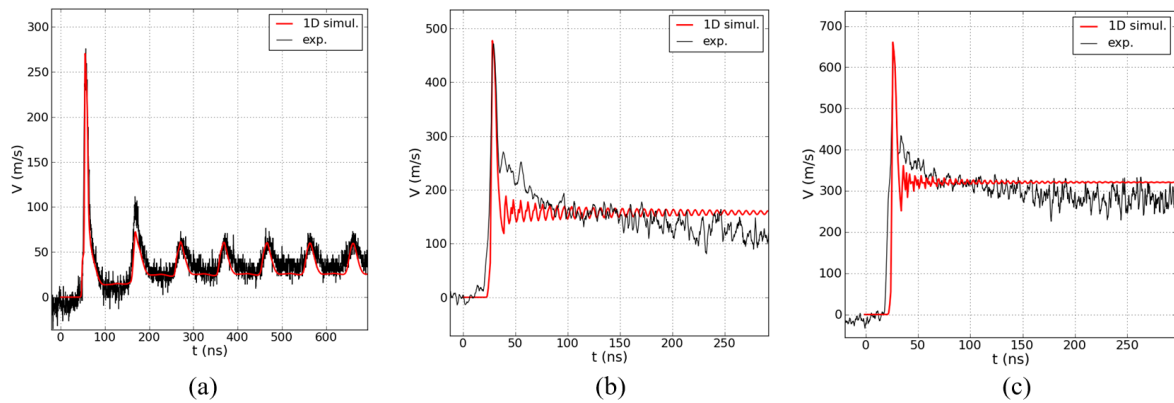


FIGURE 55 – Vitesses de surface libre obtenues lors de 3 tirs (courbes en noir) et comparées avec des simulations Esther (courbes en rouge). Les tirs a), b) et c) correspondent respectivement à des fluences au centre du faisceau de 1.8×10^3 , 2.2×10^3 et $3.4 \times 10^3 J/cm^2$. L'épaisseur de tantale était de 200 μm pour le tir a) et de 100 μm pour les tirs b) et c).

Les signaux VISAR des tirs b) et c) (tache inhomogène, épaisseur de 100 μm et fluences respectives de 2.2×10^3 et $3.4 \times 10^3 J/cm^2$) sont eux caractéristiques d'un envol d'écaille en face arrière. Après que le choc débouche en face arrière, la vitesse ne revient pas à 0 mais décroît légèrement avant de se stabiliser vers une vitesse qui

est celle de l'écaillage une fois détachée. La décroissance est le signe de l'arrachage de l'écaillage sur les bords. Comme précédemment, nous avons réalisé de nombreuses simulations pour trouver le dernier paramètre α_c qui est la porosité qui déclenche l'écaillage dans le code (équivalent à une séparation de mailles numériquement). Nous pouvons voir sur la figure 55 que nous arrivons à reproduire dans les deux cas b) et c) les vitesses d'écaillage en moyenne. Les paramètres obtenus pour le modèle de Johnson sont donnés par le tableau 5. Nous donnons également les valeurs des paramètres pour les trois autres matériaux (aluminium, or et acier), la démarche d'optimisation restant identique à chaque fois.

	α_0	P_s (GPa)	η (Pa.s)	α_c
Aluminium	1.0003	0.1	0.54	1.01
Or	1.0003	0.1	0.4	1.03
Tantale	1.0003	0.58	0.7	1.04
Acier	1.0003	0.5	0.4	1.02

TABLE 5 – Paramètres du modèle de Johnson ajustés sur les résultats expérimentaux pour l'aluminium, l'or, le tantale et l'acier.

Ces résultats sont proches pour l'aluminium de ceux publiés par C.M. Robinson [51] ($\alpha_0 = 1.0003$, $P_s = 0.18$ GPa, $\eta = 0.54$ Pa.s et $\alpha_c = 1.0045$). Vu que les aluminiums ne sont certainement pas identiques, il n'est pas étonnant qu'on trouve des légères différences.

Comme nous l'avons déjà indiqué, nous avons réalisé durant cette campagne certains tirs avec des taches focales inhomogènes. Pour estimer l'effet de la forme de la tache focale et valider les optimisations de modèles effectuées avec un code 1D, nous avons donc réalisé des simulations 2D. Malheureusement, il n'existe pas de code numérique en géométrie 2D ou 3D qui permette de prendre en compte à la fois l'interaction laser-matière dans ces régimes d'impulsions nanosecondes et l'endommagement dans la matière. Nous avons donc calculé avec le code 2D FCI2 [33] le dépôt d'énergie 2D en prenant en compte le profil de tache focale mesuré et nous avons injecté ce dépôt d'énergie dans le code de dynamique rapide Hesione du CEA-DAM-DIF [41]. Nous avons utilisé dans Hesione les mêmes modèles matériaux que dans Esther (équation d'état, modèle de comportement et d'endommagement trouvé à l'aide de l'optimisation faite en 1D avec Esther). La figure 56 montre les résultats de simulation obtenus pour les deux tirs présentés précédemment présentant un écaillage (signaux b) et c) sur la figure 55).

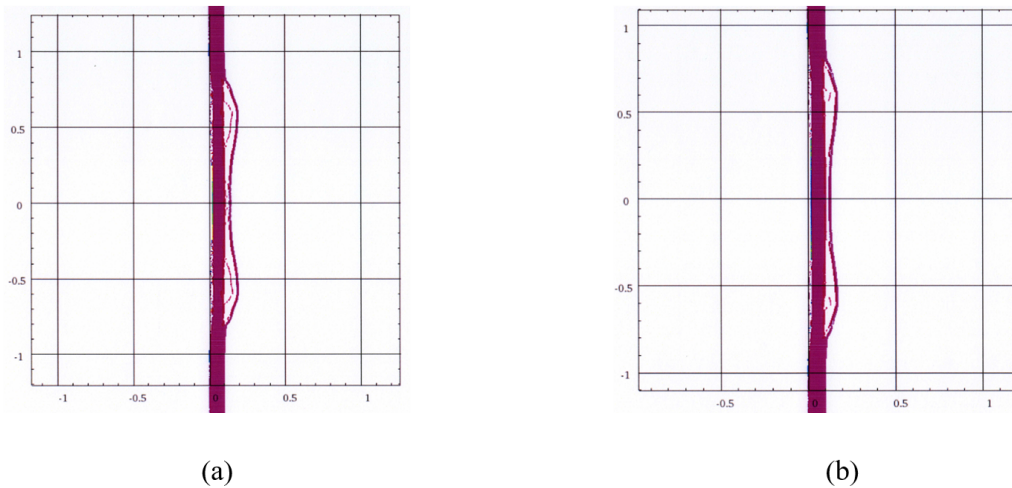


FIGURE 56 – Simulations numériques 2D présentant la géométrie de la cible à 200 ns (les figures a) et b) correspondent respectivement aux tirs b) et c) sur la figure 56). Les unités sont en mm.

Nous pouvons voir la génération de l'écaille qui s'est bien détachée à 200 ns et qui présente une déformation importante sur les bords de la tache focale (vers ± 0.5 mm dans les deux cas). Par contre, dans la zone centrale, l'écaille reste relativement plate sur une zone de $300 \mu\text{m}$ de diamètre. Nous avons extrait les vitesses de face arrière en différents points afin d'estimer les variations dues à la tache focale (voir figure 57). Nous pouvons voir que les vitesses d'écaillage dépendent effectivement de la position dans cette configuration expérimentale. Elles restent très proches au centre et elles augmentent d'environ 40 % sur les bords de la tache focale.

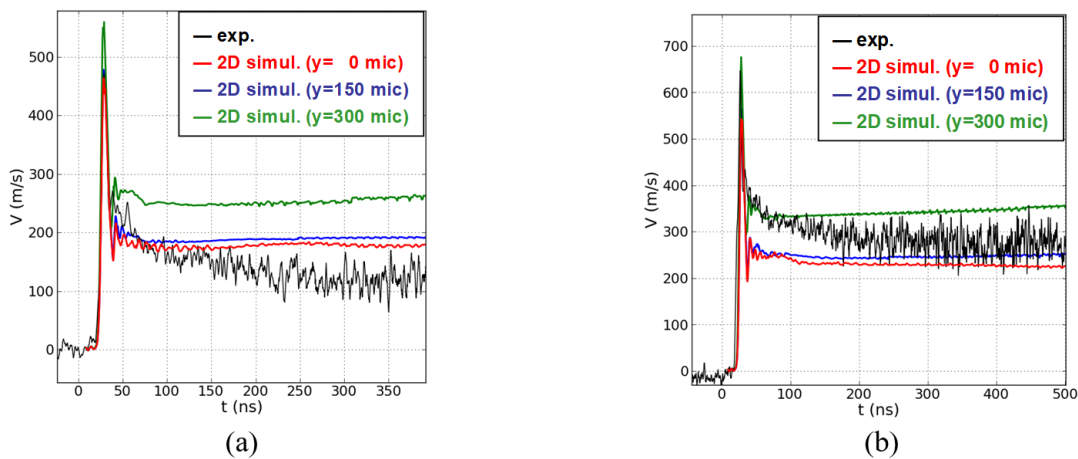


FIGURE 57 – Vitesses de surface libre obtenues lors de 2 tirs (les figures a) et b) correspondent respectivement aux tirs b) et c) sur la figure 57).

Cette étude a montré tout l'intérêt d'une installation laser pour produire des chocs qui permettent d'étudier le comportement de la matière jusqu'à son endommagement. Grâce à cette campagne, nous avons pu déterminer des paramètres d'endommagement qui sont encore utilisés dans les outils d'estimation de débris pour le LMJ.

3.5 Conclusions et perspectives

Nous venons de présenter différentes études pour lesquelles il existe un lien fort entre expériences et simulations numériques. S'il est intéressant de montrer que nous arrivons à restituer des signaux expérimentaux, il faut surtout garder en tête que ce n'est pas une fin en soi. Les simulations numériques doivent avant tout permettre de comprendre des phénomènes inexplicables par ailleurs et d'apporter des informations là où les mesures expérimentales ne le permettent pas. C'est avec cette philosophie que nous utilisons le code Esther dans les études que nous menons. Si nous prenons le cas de l'opacification du VISAR, nous avons ainsi pu démontrer que le phénomène était lié au pré-chauffage de la fenêtre de quartz. Nous avons montré de manière plus précise qu'il fallait que le quartz ne dépasse pas une certaine température (comprise entre 2000 et 3000 K) pour éviter l'opacification. C'est en s'appuyant entre autre sur cette étude que nous dimensionnons désormais les expériences de choc sur les grandes installations laser (LMJ, OMEGA) de manière à ne pas dépasser cette température dans le quartz. Pour cela, des couches protectrices d'or sont en général insérées en amont avec une épaisseur déterminée par des simulations numériques.

Concernant les études liées à la pression d'ablation, l'apport des simulations numériques est différent mais tout aussi essentiel. Il s'agit ici d'extraire des informations des simulations numériques qui ne sont pas accessibles directement par les expériences. En réalisant toute une série d'expériences très bien caractérisées, nous avons ainsi pu caler un modèle numérique dans Esther qui permet de restituer l'ensemble des données expérimentales. Nous avons pu ensuite déterminer des pressions d'ablation qui restituent elles aussi les résultats expérimentaux lorsqu'elles sont utilisées dans d'autres codes de simulations. Ces résultats n'auraient pas été possibles sans un code comme Esther qui permet de modéliser non seulement l'interaction laser-matière mais aussi la propagation des ondes de choc. Ce couplage entre expériences et simulations numériques a permis de trouver au final des lois analytiques de pression d'ablation qui vont sans doute être très utiles car plus simples d'utilisation qu'un code hydrodynamique comme Esther.

4 Développement d'applications liées au choc et à l'ablation laser

Dans cette dernière partie du manuscrit, je vais décrire des travaux que j'ai menés avec d'autres équipes sur deux applications liées à l'interaction laser-matière :

- le développement de procédés industriels (essentiellement dans le secteur aéronautique) reposant sur l'utilisation du choc laser,
- l'étude de l'ablation laser appliquée au domaine spatial pour la propulsion laser et l'élimination de débris spatiaux.

Même si les applications finales et les configurations expérimentales sont différentes, il existe malgré tout de nombreux points communs à ces deux thématiques, notamment dans la mise en oeuvre expérimentale (diagnostics, niveaux d'énergie, matériaux) et dans la modélisation (interaction laser, ablation, etc.). Ces thématiques ont également permis de réunir une large communauté au sein du GDR Chocolas avec la participation de nombreux laboratoires comme le PIMM (ENSAM, Paris), le CEA-DAM (centres DIF à Bruyères le Châtel et CESTA au Barp), l'institut P' (ENSMA, Poitiers) et le LULI (Ecole Polytechnique, Palaiseau).

4.1 Etude du test d'adhérence par choc laser

Plus communément appelé LASAT (LAsER Shock Adherence Test), la technique de test d'adhérence par choc laser est une technique qui se veut non destructive et qui doit permettre de tester le niveau de collage de deux couches de matière.

Nous allons d'abord donner quelques généralités sur le procédé avant de décrire des résultats expérimentaux que nous avons obtenus récemment sur des assemblages impliquant des métaux et des composites.

4.1.1 Généralités sur le procédé LASAT

Les premiers essais de LASAT ont porté sur des tests de couches minces aux Etats-Unis [52, 53] puis en France avec notamment les thèses de Cyril Bolis et Michel Arrigoni [54, 55]. Ils se sont ensuite généralisés à l'analyse d'assemblages collés en général à travers notamment les travaux de Laurent Berthe [56] et la thèse de Damien Laporte au CEA-DAM-CESTA [57] sur des assemblages aluminium/colle/aluminium. Plus récemment, de nombreux projets portant sur le LASAT ont été lancés dans le domaine de l'aéronautique, avec à chaque fois l'étude d'assemblages mettant en jeu des composites [58]. Des projets européens comme ENCOMB (thèse de Romain Ecault [59]) et ComBoNDT (thèse de Maxime Sagnard [60]) ont permis d'améliorer les modèles de comportement des composites et d'étudier de nouvelles configurations expérimentales comme le choc symétrique.

Pour comprendre comment fonctionne le LASAT, le meilleur moyen est d'analyser les diagrammes X-t qui visualisent de manière schématique la propagation des ondes de choc et de détente dans des assemblages. La figure 58 présente deux configurations expérimentales utilisant respectivement une et deux impulsions. Nous allons commencer par décrire le mécanisme mettant en jeu une seule impulsion (schéma de gauche sur la figure 58). Lorsqu'une loi de pression est appliquée en face avant de l'empilement,

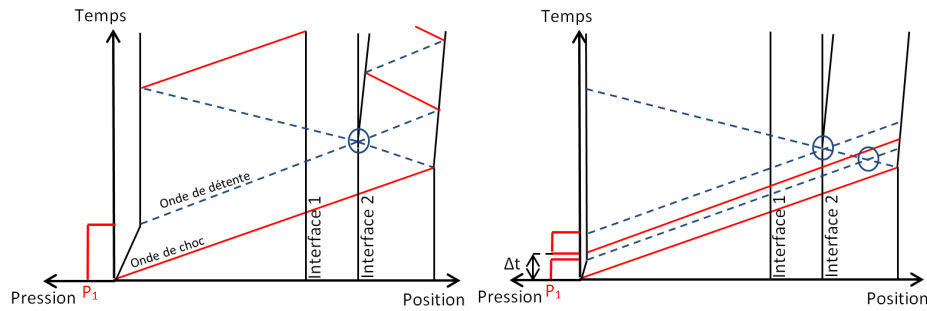


FIGURE 58 – Diagramme X-t représentant la propagation des ondes de choc (en rouge) et de détente (en bleu) dans des assemblages collés (la colle est placée entre les interfaces 1 et 2). La figure de gauche correspond à une configuration à une impulsion et celle de droite à une configuration à deux impulsions décalées dans le temps.

cela génère à la fois une onde de choc et une onde de détente lancées respectivement en début et en fin d'impulsion. Les deux ondes se propagent dans le matériau et lorsque l'onde de choc arrive en face arrière, elle se réfléchit en une onde de détente qui va venir croiser la première onde de détente venant de la face avant. Si la durée d'impulsion est correctement choisie, il est possible de localiser le croisement des ondes de détente au niveau d'une des deux interfaces entre la colle et un milieu (par exemple l'interface 2 sur la schéma de gauche de la figure 58). La traction induite par le croisement des deux ondes de détente va ainsi permettre de tester la résistance du joint à cet endroit.

Comme la durée d'impulsion est souvent fixe dans les lasers industriels, une autre configuration a été proposée par R. Ecault [59]. Il s'agit d'envoyer deux impulsions en face avant et d'ajuster le délai entre les impulsions pour positionner au bon endroit la traction induite par le croisement des ondes de détente en face arrière (schéma de droite sur la figure 58). Le grand avantage de ce procédé est la flexibilité qu'il apporte, car il est relativement facile de décaler une impulsion par rapport à une autre. Par contre, cette technique génère par construction un croisement de deux ondes de détente au sein du matériau entre la face arrière et la première interface à tester, elle ne marchera donc que si le niveau de collage qu'on souhaite évaluer est plus faible en traction que le niveau d'endommagement intrinsèque du matériau positionné en face arrière.

Au cours des travaux de thèse de Simon Bardy qui portaient sur les deux configurations mono et double impulsion, nous avons défini une méthodologie globale pour réaliser un test LASAT sur un assemblage quelconque. Voici un résumé des différentes étapes que nous avons identifiées.

1. **Caractérisation des matériaux constituant l'assemblage** : il est nécessaire de connaître les lois de comportement de chacun des matériaux de l'assemblage afin de pouvoir réaliser des simulations pour dimensionner la loi de pression permettant d'atteindre le bon niveau de traction à la position désirée. Des tirs laser peuvent être réalisés de manière spécifique sur les matériaux pour lesquels les données de loi de comportement et/ou d'endommagement sont incomplètes (expériences classiques de chocs laser avec analyse par un diagnostic de vélocimétrie VISAR ou VH).
2. **Dimensionnement des essais** : optimisation de la configuration laser mono ou double impulsion permettant de générer des tractions au niveau de la zone à tester sans endommager la matière.

3. **Réalisation des essais** : expériences laser sur des assemblages ayant différents niveaux de collage.
4. **Analyse post-mortem** : détection de l'endommagement du joint collé en fonction du niveau de collage à l'aide d'un diagnostic de type ultrason (voir [61, 62]), détermination d'un seuil d'endommagement défini en intensité laser pour chaque niveau de collage.
5. **Validation de la méthode** : au final, il faut vérifier que les seuils d'endommagement relevés pour chaque niveau de collage sont compatibles avec la maîtrise et la connaissance des conditions laser. Il faut également vérifier que le test LASAT réalisé en dessous du seuil n'affecte pas la fonction mécanique de l'assemblage testé (cela revient à vérifier le caractère non destructif du LASAT).

C'est dans le cadre de ces études de LASAT que nous avons lancé en 2015 le projet CompoChoc qui a bénéficié d'un financement FUI (Fonds Unique Interministériel). Le consortium réunissait à la fois des utilisateurs finaux pour spécifier les besoins (Airbus, Safran et Peugeot), des industriels pour réaliser une plateforme prototype (Rescoll, Cilas, Alphanov, Kuka, Laser Métrologie, SimChoc) et des laboratoires pour développer le procédé (laboratoire PIMM à l'ENSAM et le CEA-DAM-DIF). Avec Laurent Berthe, nous avons encadré la thèse de Simon Bardy qui a étudié de nombreux aspects expérimentaux et numériques liés à la technique de LASAT appliquée à des assemblages métalliques et/ou composites. Nous allons présenter les résultats que nous avons obtenus sur trois types d'assemblages : des assemblages aluminium/colle/aluminium (intéressant plutôt le secteur automobile), des assemblages composites/colle/composites (application Airbus) et des assemblages hybrides composite tissé 3D/colle/TA6V4 (application Safran).

4.1.2 Etude du LASAT en configuration mono impulsion pour un assemblage aluminium/colle/aluminium

Dans un premier temps, nous avons étudié une configuration LASAT mono impulsion sur un assemblage aluminium/colle/aluminium, cette configuration présentant plusieurs avantages :

- nous pouvons utiliser nos connaissances sur la génération de pression d'ablation dans une configuration mono impulsion (voir les paragraphes 3.2.3 et 3.3),
- l'aluminium 6061-T6 utilisé est un matériau bien connu par le CEA-DAM-CESTA qui a participé à ces travaux,
- le seuil d'endommagement de l'aluminium est très largement supérieur au niveau de résistance des joints de collage.

Tous ces arguments font de ce type d'assemblage un candidat idéal pour étudier le LASAT et valider la méthodologie présentée dans le paragraphe introductif précédent. La première étape de notre étude a consisté à définir la loi de comportement de l'aluminium 6061-T6 qui constitue ces assemblages. Les échantillons ont été fournis par le CEA-DAM-CESTA qui dispose d'un barreau unique dont on prélève des échantillons pour réaliser des expériences d'impact de plaques ou de chocs laser. Une fois le modèle matériau caractérisé, cela nous garantit d'avoir toujours les mêmes propriétés matériaux d'une expérience à une autre. Nous avons ainsi pu trouver un jeu de paramètres pour le modèle élasto-plastique SCG (voir le paragraphe 2.2.2) en réalisant des chocs

laser sur le GCLT (travaux réalisés avec B. Aubert et al [63]) et sur Héphestos [14]. Le jeu de paramètres que nous avons déterminé est donné par le tableau 6.

Y_0 (MPa)	β	n	ϵ_i	μ_0 (GPa)	G_P	G_T (GPa/K)	Y_{max} (MPa)
400	5500	0.1	0.	27.6	1.79952	-1.70016×10^{-2}	500

TABLE 6 – Paramètres du modèle de SCG déterminés par les travaux de B. Aubert et S. Bardy.

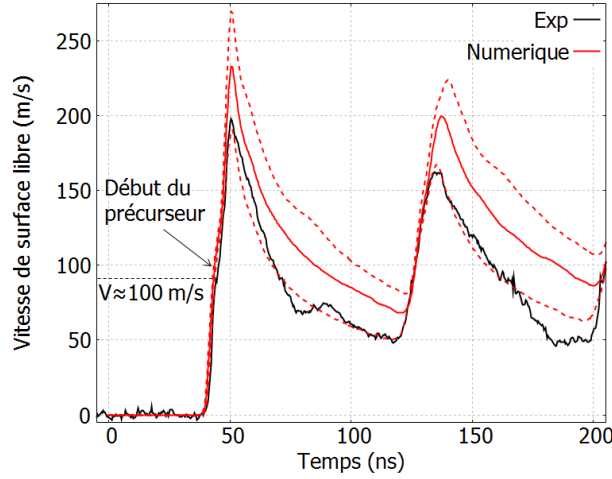


FIGURE 59 – Profils de vitesse de surface libre expérimentale (courbe en noir) et numériques (courbes en rouge) pour un tir laser Héphestos ($\lambda=532$ nm, $\delta t=7$ ns, tache focale de 4 mm, $I=1.1$ GW/cm²) sur une feuille de 250 μ m d’aluminium 6061. Les courbes numériques en traits pointillés correspondent à des fluences de $\pm 30\%$ (incertitude de l’expérience durant la campagne) et encadrent la courbe à intensité nominale (trait plein).

La figure 59 présente une comparaison entre le signal expérimental de surface libre fourni par le VISAR et la simulation numérique d’Esther intégrant le modèle SCG pour l’aluminium 6061. Nous pouvons voir que le modèle permet de restituer correctement le précurseur élastique. D’autres essais avec des durées d’impulsion très différentes obtenues sur le GCLT ont été également correctement simulés avec ce modèle (voir [63]).

Après avoir caractérisé le matériau qui est le constituant principal de l’assemblage, nous avons caractérisé l’assemblage complet qui comprend de la colle (ou epoxy) entre les deux couches d’aluminium. Pour cela, nous avons réalisé différents essais sur l’installation GCLT à 1053 nm en régime d’interaction directe sur des assemblages Aluminium(800 μ m)/Epoxy(150 μ m)/Aluminium(600 μ m). Le laser était focalisé sur la couche la plus épaisse d’aluminium (800 μ m) avec une tache focale de 3.2 mm et une durée d’impulsion de 20 ns. Nous présentons sur la figure 60 un tir effectué avec une intensité de 2.9 GW/cm².

Nous pouvons voir que le signal expérimental (courbe en noir sur la figure 60.b) présente de nombreux pics qui correspondent à chaque fois à l’arrivée d’ondes de choc ou de détente en face arrière. Comme l’impédance est différente entre l’aluminium et la colle, chaque onde incidente au niveau d’une interface génère une onde transmise et une onde réfléchie. Au final, de nombreuses ondes se propagent, ce qui rend compliqué

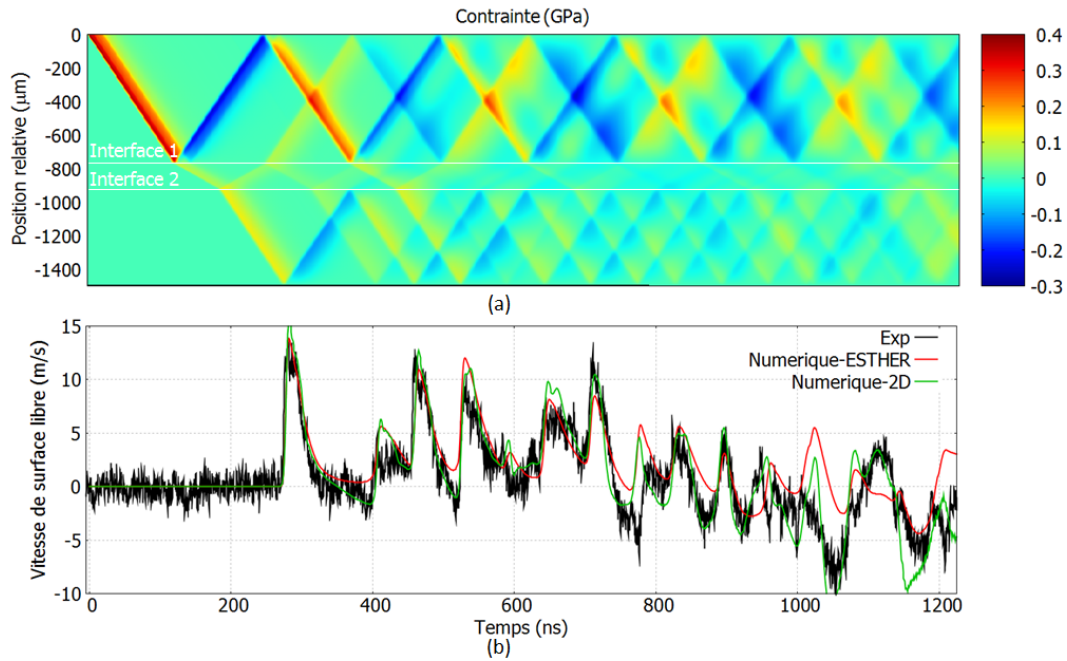


FIGURE 60 – Résultats expérimentaux et numériques d’un tir laser GCLT ($\lambda=1053\text{nm}$, $\delta t=20\text{ns}$, tache focale de 3.2 mm , $I=2.9\text{ GW/cm}^2$) sur un assemblage Aluminium($800\ \mu\text{m}$)/Epoxy($150\ \mu\text{m}$)/Aluminium($600\ \mu\text{m}$) (a) Diagramme numérique temps-position en contrainte issu d’ESTHER ($x=0$ correspond à la position de la face avant à $t=0$) (b) Profils de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques avec Esther (1D) et avec Hesione (2D).

l’interprétation directe du signal de vitesse. Nous avons réalisé des simulations 1D avec le code Esther et 2D avec le code Hesione et nous arrivons à reproduire correctement le signal de vitesse. Nous avons pour cela utilisé un modèle de comportement de l’époxy proposé par F. Malaise du CEA-DAM-CESTA et déjà validé dans la thèse de Damien Laporte [57]. Comme prévu, le code 2D restitue beaucoup mieux l’ensemble de la courbe, mais nous pouvons noter qu’une simulation 1D permet malgré tout de capter les principaux rebonds du signal. Il est ensuite intéressant d’extraire de la simulation la contrainte en GPa en fonction de la position et du temps (figure 60.a). Nous pouvons ainsi associer chaque pic de vitesse à l’arrivée d’une onde de choc ou de détente dont on connaît le parcours dans l’empilement.

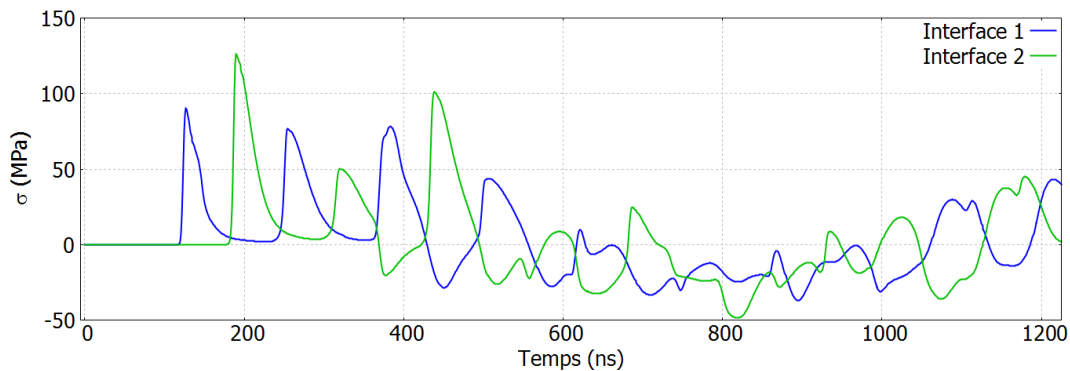


FIGURE 61 – Contrainte en GPa relevée au niveau des interfaces 1 et 2 dans les simulations numériques Esther présentées figure 60.

Nous avons ensuite représenté sur la figure 61 la contrainte relevée dans les simulations au niveau des interfaces 1 et 2 séparant le joint de colle des substrats d'aluminium. Nous pouvons voir que les courbes sont très chahutées et qu'il semble difficile de développer un modèle qui permette de rendre compte du niveau de contrainte en fonction du temps. L'apport de simulations numériques pour estimer le niveau des tractions induites reste donc indispensable à ce stade. Pour ce test expérimental à 2.9 GW/cm^2 , les simulations numériques indiquent que le niveau maximal de contrainte atteint au niveau des interfaces est de 50 MPa. Il n'y a pas eu d'endommagement détecté pour cet empilement, nous pouvons donc en déduire que la résistance à la traction était supérieure à 50 MPa pour ce collage. En effectuant cette démarche pour chaque tir, il est possible d'associer la traction maximale induite avec l'état du joint analysé par ultrason (endommagement ou non).

Pour tester et valider cette démarche hybride entre expérience et simulation, nous avons fait réaliser chez Rescoll (partenaire du projet CompoChoc) des assemblages avec des résistances à la contrainte variables. Trois types d'assemblages ont été réalisés, avec à chaque fois une température de polymérisation de l'époxy différente. Rescoll a pu mesurer les résistances à la rupture en statique des joints collés pour les trois assemblages. Les valeurs respectives pour les collages forts, intermédiaires et faibles sont 62.7, 36 et 15.8 MPa (soit 100 %, 57 % et 25 % en valeur relative). En appliquant la méthode précédente pour des tirs GCLT effectués à des intensités différentes, il a été possible de trouver des seuils de rupture en MPa pour les deux collages faibles et intermédiaires. Le seuil de rupture n'a pas pu être atteint au GCLT pour le collage fort. Le tableau 62 montre les valeurs obtenues qui sont supérieures d'un ordre de grandeur aux valeurs statiques. Le rapport entre les seuils de rupture pour les collages intermédiaires et faibles restent par contre identiques entre les mesures en statique et celles que nous venons d'établir en dynamique.

	$\sigma^*(MPa)$	$\sigma_{seuil}(MPa)$
Correcte	62,7	>390
Faible-intermédiaire	36	350 +/- 10
Faible-bas	15,8	165 +/- 20 (Direct - $\phi 3 \text{ mm}$) 175 +/- 5 (Confiné - $\phi 6 \text{ mm}$)

FIGURE 62 – Comparaison des résistances à la rupture obtenues par la technique LASAT et par une méthode d'arrachement en statique

Cette étude expérimentale réalisée au GCLT et couplée à des simulations numériques a donc permis d'établir un protocole de test qui permet non seulement de discriminer différents niveaux de collage mais aussi d'estimer des seuils de rupture en MPa. Si l'objectif du test LASAT est uniquement de discriminer une qualité de collage, cette démarche incluant la mise en oeuvre d'un diagnostic VISAR et des simulations numériques n'est pas nécessaire. Pour cela, il suffit de faire varier l'intensité laser par palier et de vérifier à chaque fois si le joint a tenu ou pas en effectuant une mesure par ultrason. C'est cette méthode que nous avons mise en place lors d'une campagne expérimentale réalisée cette fois en régime confiné à 532 nm sur l'installation Hephaïstos. La figure 63 montre les seuils que nous avons trouvés pour les deux taches focales.

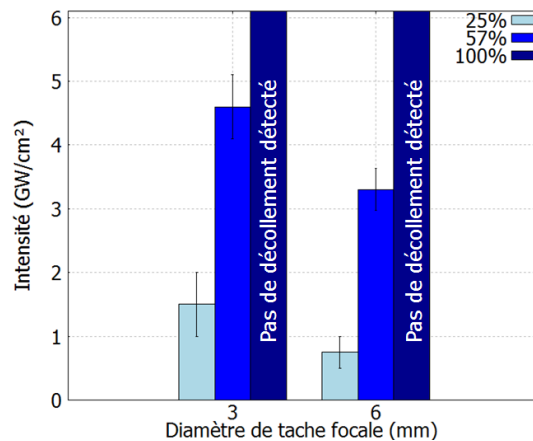


FIGURE 63 – Seuils de rupture du joint de colle dans des assemblages Aluminium(800 μm)/Epoxy(150 μm)/Aluminium(600 μm) pour trois qualités de collage et deux tailles de tache focale sur l’installation Hephaïstos en régime confiné à 532 nm.

Comme sur la campagne en attaque directe sur le GCLT, il n’a pas été possible de décoller l’assemblage nominal. Nous avons par contre trouvé des seuils en intensité qui permettent de décoller de manière sélective les collages faibles ou les collages faibles/intermédiaires.

4.1.3 Etude du LASAT en configuration mono impulsion pour un assemblage TA6V4/colle/Composite tissé 3D

Le deuxième type d’assemblage que nous avons testé est un empilement TA6V4/epoxy/Composite tissé 3D qui correspond à l’aube de fan du moteur LEAP développé par Safran. Les épaisseurs des trois matériaux étaient respectivement 400 μm , 150 μm et 3.8 mm. Les équipes de Safran ont fourni des assemblages avec deux niveaux de collage différents (ils ont fait varier la température et le temps de cuisson de la polymérisation de la colle). Des mesures de rupture ont été effectuées en statique : le collage correct et le collage faible avaient des résistances à la rupture respectivement égales à 39 et 10 MPa (ces valeurs correspondent à des tests d’arrachement par plot collé). Nous avons appliqué un dépôt d’aluminium de 1 μm côté composite pour les empilements sur lesquels le tir était effectué de ce côté.



FIGURE 64 – Assemblage TA6V4/Epoxy/Composite tissé 3D - Dimensions latérales 240 mm x 40 mm.

Nous avons réalisé des séries de tirs Héphaïstos en régime confiné sur ces assemblages en faisant varier l’intensité entre 1 et 6 GW/cm^2 , la tache focale était de 6 mm. Nous avons effectué les tirs soit en tirant côté TA6V4, soit côté composite. Un exemple de

réalisation d'essais sur une plaque est présenté sur la figure 64, nous pouvons y voir les 11 tirs effectués. Les plaques étaient ensuite analysées en ultrason par Mathieu Ducouso à Safran, ce qui a permis de corréliser la présence ou non de décollements du joint de colle en fonction de l'intensité laser incidente. Grâce à ces séries de tirs, il a été possible de déterminer les seuils en intensité pour les deux niveaux de collage. Nous avons pu également mettre en évidence une différence dans les seuils entre les deux types d'irradiation (voir figure 65).

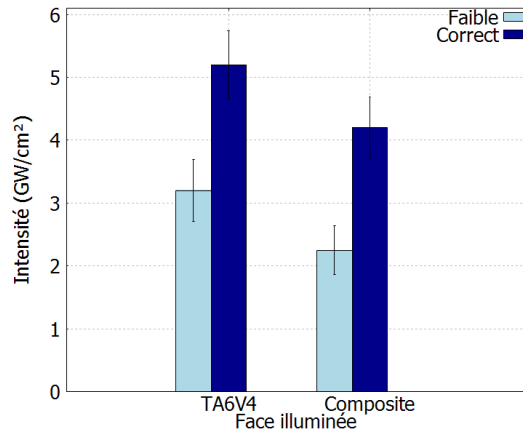


FIGURE 65 – Seuils de décollements expérimentaux résultants des essais sur les assemblages TA6V4/Epoxy /Composite Tissé 3D pour différentes qualités de collage et différentes faces illuminées. Les tirs ont été réalisés sur l'installation Héphaïstos en régime confiné à 532 nm.

Pour les deux configurations, nous avons une nette différence dans les seuils de décollement entre les deux collages. Il est donc possible d'utiliser cette configuration de LASAT pour discriminer un collage faible d'un collage nominal. Nous pouvons également remarquer que les niveaux de seuil sont plus bas quand on tire côté composite, ce qui sous-entend que les tractions induites sont plus fortes dans cette configuration.

Afin de comprendre les mécanismes mis en jeu dans ce type d'empilement, nous avons simulé ces expériences avec le code Esther. Nous avons utilisé pour le TA6V4 un modèle élasto-plastique SCG calé sur des expériences GCLT (travail effectué par Adélie Faujour dans le cadre de la thèse de Simon Bardy [14]). Concernant le composite tissé 3D, nous avons pris un modèle homogène (seul possible dans un code 1D) de type Mie-Grüneisen. Les détails de cette étude ont été publiés dans un article rédigé en commun avec Mathieu Ducouso (voir [13]). Nous reprenons figure 66 le principal résultat de la publication qui correspond à une irradiation laser de 3 GW/cm^2 .

L'analyse des diagrammes X-t permet de comprendre comment les ondes de choc et de détente se forment et se propagent au sein de l'empilement. Lorsqu'on tire côté TA6V4, une première onde de choc est lancée dans le titane. Quand elle arrive à l'interface avec l'époxy, elle génère une onde de détente qui revient dans le titane et une onde de choc qui est transmise dans l'époxy puis dans le composite qui a une impédance quasi-identique avec la colle. Les multiples réflexions des ondes dans le titane vont au final générer un faisceau d'ondes de choc qui sont transmises dans le composite. Toutes ces ondes vont revenir en ondes de détente après s'être réfléchies en face arrière. Lorsqu'elles reviennent dans la zone proche du titane incluant la colle, elles vont croiser des détentes qui viennent du titane et des tractions vont être créées. Si

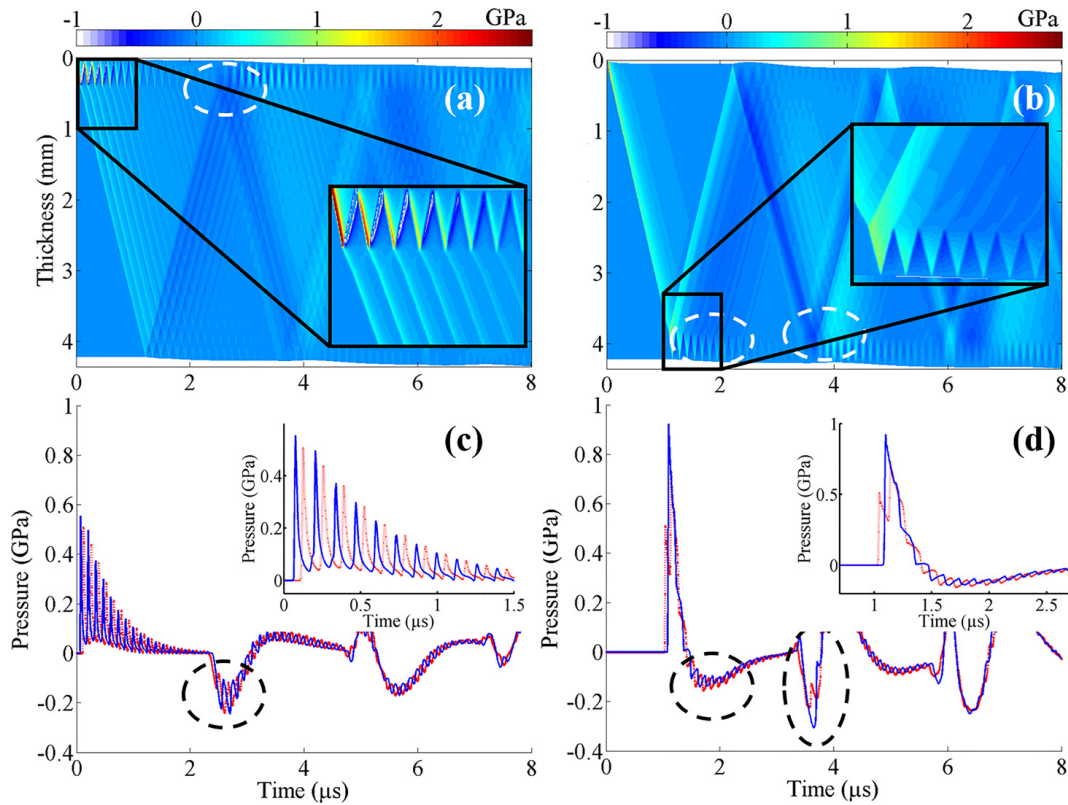


FIGURE 66 – Diagramme X-t de la contrainte dans l’empilement pour une irradiation côté TA6V4 (figure a) et côté composite (figure b). La contrainte en fonction du temps est représentée au niveau des interfaces composite/epoxy (courbes en rouge) et epoxy/TA6V4 (courbes en bleu). Les figures c et d correspondent respectivement à une irradiation côté TA6V4 et côté composite. Des zooms ont été rajoutés sur chaque figure.

on regarde la contrainte générée au niveau des interfaces entre la colle et les substrats (titane et composite), nous pouvons reconnaître ainsi une courbe moyenne qui oscille entre compression et traction. Un minimum de traction de 250 MPa, visualisé en trait blanc pointillé sur la figure 66.a, est atteint au niveau de la colle aux alentours de $2.7 \mu s$. Les deux interfaces (courbes en bleu et en rouge) sont sollicitées de la même manière. Nous pouvons voir qu’une deuxième traction arrive après un aller-retour complet des ondes dans tout l’empilement, mais sa valeur reste inférieure à la première traction.

La deuxième configuration avec une irradiation côté composite a une structure d’onde qui est différente (voir les figures 66.ab et 66.d). L’onde de choc générée dans le composite doit traverser tout l’empilement avant de pénétrer dans le titane. De nouveau, un faisceau d’ondes de choc et de détente va être créé au fur et à mesure que l’onde piégée dans le titane se réfléchit dans le vide ou dans l’epoxy. Cela va créer des allers-retours visibles sur les courbes de pression mais à des temps plus tardifs que dans la configuration précédente. Une première traction est visible dès $1.7 \mu s$, elle correspond au croisement d’ondes de détente créées après la première réflexion en face arrière côté titane. Par contre, elle est relativement faible (inférieure à 100 MPa). C’est après le premier aller-retour complet dans l’empilement que la traction maximale est atteinte au niveau de la colle. Paradoxalement, elle est plus grande que dans la configuration précédente, puisqu’elle atteint 300 MPa (soit 20 % de plus que pour le tir côté titane).

L'analyse des deux configurations nous a permis de suivre la propagation des ondes et de voir comment les tractions se formaient au sein de l'empilement. Surtout, nous avons pu estimer des valeurs de traction qui sont différentes entre les deux configurations, avec une plus grande sollicitation de la colle lorsqu'on tire côté composite, ce qui n'est pas intuitif puisque l'onde se propage plus dans la matière avant de générer le décollement. Cette différence dans la traction induite entre les configurations est cohérente avec les seuils d'intensité qui étaient plus faibles dans la configuration d'interaction côté composite que dans l'autre configuration (tir côté titane).

Au final, nous avons pu déterminer un protocole de test pour différencier les collages faibles des collages forts. Les seuils en intensité sont suffisamment éloignés entre les deux collages pour pouvoir définir une intensité de test qui permet de décoller le joint de colle uniquement pour le collage faible. L'analyse numérique nous a permis de comprendre la différence entre les deux configurations d'illumination et nous avons pu estimer les valeurs de résistance à la rupture pour les deux collages. Nous avons trouvé environ 300 MPa pour les collages forts et 250 MPa pour les collages faibles.

4.1.4 Etude du LASAT en configuration double impulsion pour un assemblage composite/colle/composite

La dernière application que nous avons testée est celle d'un assemblage composite/colle/composite. C'est l'application qui intéresse le plus le secteur de l'aéronautique (en particulier Airbus) qui souhaite augmenter de manière significative l'usage de collages dans la conception de ses avions. Pour pouvoir généraliser ce type d'assemblage, il faut disposer d'une technique non destructive qui permette de tester la qualité des collages et de vérifier que la tenue mécanique est supérieure à une spécification donnée. En particulier, il est actuellement difficile voire impossible de détecter des 'kissing bond' qui correspondent à une absence d'adhésion entre deux matériaux qui sont malgré tout en contact parfait entre eux. L'analyse par ultrason ne va pas détecter une éventuelle décohésion (aucun vide n'est présent) mais la tenue mécanique n'est pas assurée.

La technique de LASAT est donc prometteuse pour traiter ce type de sujet, car elle permet de tester la résistance en traction d'une interface et pas seulement la présence ou non d'un contact entre deux matériaux. Par contre, nous avons dû adapter la configuration d'irradiation, car une technique mono impulsion n'est pas utilisable pour ce type d'assemblage. Contrairement aux substrats précédents (aluminium, TA6V4 et composite tissé 3D), les seuils d'endommagements du composite stratifié ne sont pas très éloignés des seuils de rupture des joints collés que nous souhaitons tester. Nous avons donc utilisé la configuration double impulsion qui permet de localiser plus facilement le maximum de traction à l'endroit que nous souhaitons tester.

Nous avons réalisé des expériences dans cette configuration double impulsion sur l'installation Héphaïstos en régime confiné eau à 532 nm, la tache focale était de 6 ou 8 mm de diamètre. Il a été possible de décaler les deux impulsions de plusieurs centaines de nanosecondes avec une précision de 1 ns. Les composites ont été fabriqués par Rescoll : ce sont des empilements de plis unidirectionnels de 250 μm composés de fibres de carbone, l'orientation des plis est alternée entre 0 et 90 degrés d'un pli à un autre. Les assemblages sont composés de deux composites d'épaisseurs respectives 4 et

2 mm, séparés par le joint de colle de $150 \mu\text{m}$ environ. Nous avons appliqué un dépôt d'aluminium de $1 \mu\text{m}$ sur la face irradiée par le laser (le dépôt est du côté du composite d'épaisseur 4 mm). Les plaques utilisées ont ensuite été analysées par Romain Ecault (Airbus) par la technique d'ultrason qui permet de détecter le décollement ou non d'une interface au sein de l'empilement. Le bilan des mesures est présenté sur la figure 67 avec des tests réalisés sur des plaques présentant des collages différents (qualité de collage faible, intermédiaire et nominale). Les résistances à la rupture ont été testées chez Rescoll et les estimations de la résistance à la rupture correspondent à 15 et 70 % respectivement pour les collages faibles et intermédiaires comparativement au collage nominal (ou correct).

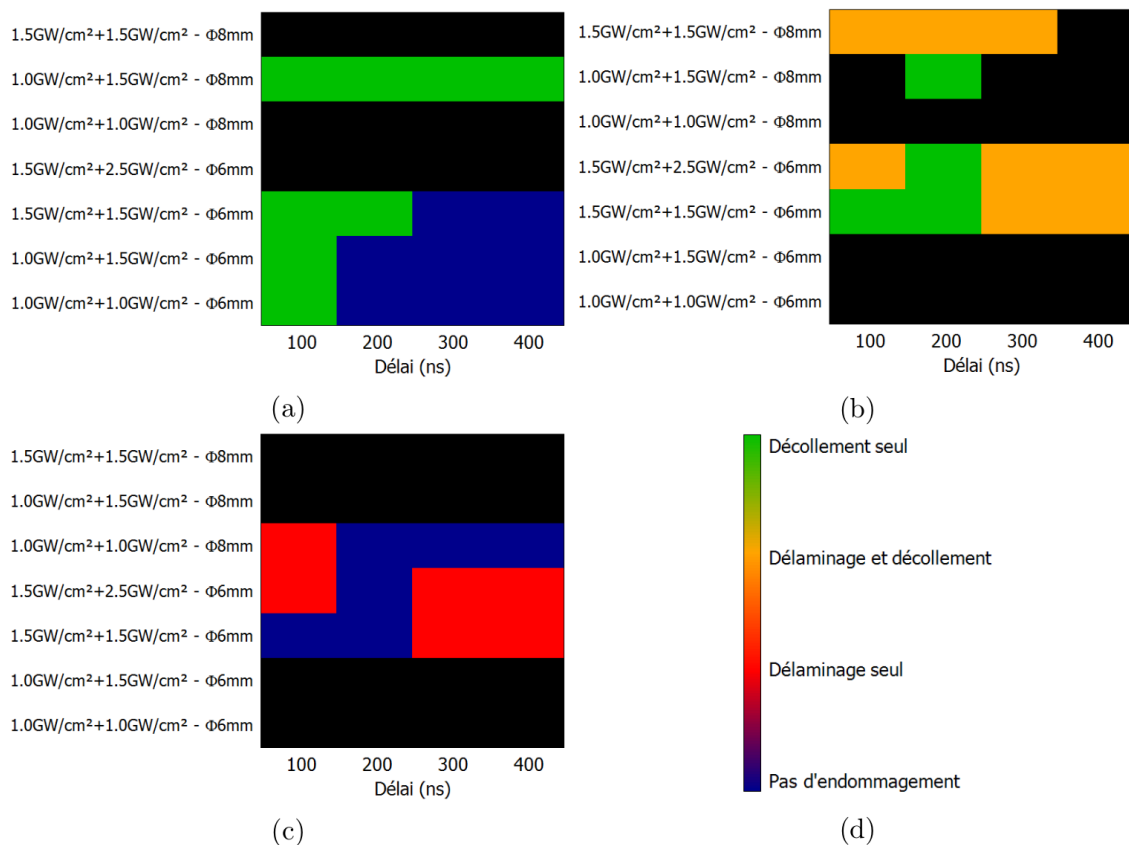


FIGURE 67 – Synthèse des essais en double impulsion issue des résultats des diagnostics ultrason sur des assemblages composite/epoxy/composite(AIRBUS) de 6.15 mm avec un collage faible (figure a), intermédiaire (figure b) et correct (figure c). La légende (figure d) présente l'analyse post-mortem qui a été faite sur chaque site. Le décollement correspond à une décohésion au niveau du joint de colle et le délaminage est un endommagement dans le composite au niveau d'une surface. Chaque petit carré correspond à une configuration expérimentale particulière (axe vertical) et à un délai particulier entre les deux impulsions (axe horizontal).

Nous avons effectué une matrice de tirs en faisant varier à la fois la tache focale (diamètre 6 ou 8 mm), les intensités de deux impulsions (entre 1 et 2.5 GW/cm^2) et le délai entre les impulsions (entre 100 et 400 ns). Nous avons fait tous ces tests sur les plaques présentant des niveaux de collage différents (faible, intermédiaire et correct). Pour chaque site, les inspections post-mortem utilisées (scan ultrason, coupe micrographique ou simple visualisation par microscope) ont permis d'identifier les types

d'endommagements générés (ou non) par le tir laser. Un décollement correspond à la décohésion du joint de colle qui s'ouvre du fait de la traction induite par le test, c'est l'endommagement recherché pour les collages faibles ou intermédiaires. Le délaminage correspond à un endommagement au sein du composite, en général en face arrière, avec parfois une partie de la surface qui est éjectée. Ce phénomène doit être évité dans un test de LASAT non destructif.

La conclusion principale qu'on peut tirer de cette matrice de tests est qu'il existe une configuration laser ($2 \times 1.5 \text{ GW/cm}^2$, tache focale 6 mm, $\delta t = 200$ ns) qui décolle un joint pour un collage faible ou intermédiaire tout en laissant intègre un joint d'un collage correct. Cette configuration permettrait de discriminer ainsi les collages dont le seuil en rupture n'est que de 70 % par rapport à la valeur nominale. Le deuxième enseignement est que les résultats dépendent fortement de la tache focale, puisqu'à même configuration laser, des endommagements existent ou non en fonction du diamètre de la tache focale. Il est donc impossible d'utiliser un code 1D pour dimensionner et/ou interpréter ces expériences, il faut développer un code 2D qui modélise correctement le comportement de matériaux composites en prenant en compte l'endommagement, ce qui n'a pas encore été fait à ce jour.

4.1.5 Conclusions et perspectives

Nous venons de présenter différentes études dans le cadre d'applications industrielles autour du choc laser. Grâce à une meilleure maîtrise des conditions expérimentales et un support toujours plus important des simulations numériques, nous avons ainsi pu démontrer en laboratoire la faisabilité de différentes applications. Ces résultats très prometteurs ont d'abord pu être obtenu grâce à des efforts importants dans la maîtrise du chargement laser. Les améliorations constantes des sources laser associées à une meilleure caractérisation des impulsions laser nous ont permis d'acquérir des résultats expérimentaux avec une bien meilleure précision qu'auparavant. L'utilisation en particulier de lames de phase a été standardisée et la caractérisation de la tache focale généralisée. C'est grâce à une meilleure connaissance du terme source que nous avons pu contraindre suffisamment les codes numériques pour qu'ils deviennent prédictifs et qu'ils nous permettent de dimensionner des essais de tests d'adhérence pour discriminer différents niveaux de collage.

Deux challenges se présentent désormais à nous pour progresser sur ces sujets. Le premier est scientifique et porte sur la modélisation de nouveaux matériaux. Dans cette étude, nous avons montré que nous arrivons à modéliser correctement la propagation des ondes dans des assemblages métalliques. Même si des améliorations sont possibles et souhaitables, nous arrivons cependant à modéliser globalement les tractions induites dans ce type d'empilement et à corréler les résistances à la rupture des joints de colle avec les niveaux de traction relevés dans les simulations numériques.

Par contre, nous n'avons pas aujourd'hui de modèles suffisamment aboutis pour réaliser ce genre de simulations et d'études dans des composites stratifiés qui sont présents dans la majorité des applications visées. Des études sur ce sujet ont été lancées récemment avec Airbus, le PIMM et DynaS+, nous espérons que ces études numériques permettront d'aboutir à un outil de modélisation d'empilements impliquant ce type de

composites.

Le second challenge est lié au passage toujours très difficile entre une démonstration en laboratoire et une mise en oeuvre industrielle. C'est l'objet des projets collaboratifs COMPOCHOC et MONARQUE qui prévoient à la fois une plateforme de démonstration chez une PME et la vente de machines basées sur ces procédés. Pour que ces transferts technologiques se fassent, il faut encore simplifier et rendre plus robuste les procédés. C'est également sur cet axe d'amélioration que nous prévoyons de travailler dans le futur. Une première étape a été réalisée avec le développement de lois analytiques pour les pressions d'ablation (voir paragraphe 3.2.3), nous réfléchissons à d'autres moyens pour simplifier la modélisation du procédé.

4.2 Etude de l'ablation laser en régime d'impulsion sub-nanoseconde

Nous allons présenter dans cette partie un travail portant sur l'étude de l'efficacité du couplage laser en régime sub-nanoseconde. Nous avons mis en oeuvre pour cela un programme expérimental pluriannuel sur l'installation ELFIE du laboratoire LULI (Ecole Polytechnique, Palaiseau), avec au final trois campagnes de trois semaines chacune (réalisées en janvier 2017, janvier 2018 et décembre 2018). Ce programme a réuni plusieurs chercheurs venant de différents laboratoires : Michel Boustie (responsable, ENSMA-Poitiers), Sophie Baton et Erik Brambrink (LULI, Palaiseau), Laurent Berthe (PIMM-Paris), Séverine Boyer (CEMEF-Sophia Antipolis), Claude Phipps (Photonics Associates), Christophe Bonnal (CNES, Toulouse), Jean-Marc Chevalier et moi-même (CEA-DAM).

L'objectif principal de ces études consistait à étudier le coefficient de couplage $C_m = \frac{mV}{E}$ qui est défini comme le rapport entre la quantité de mouvement apportée au matériau et l'énergie laser. Ce coefficient s'exprime en général en N/MW et est souvent utilisé dans les applications spatiales comme la propulsion laser et le nettoyage des orbites spatiales par laser. Dans ces applications, il faut obtenir la plus grande quantité de mouvement avec le minimum d'énergie investie pour diminuer les coûts liés à la mise en orbite d'un système laser. Par définition, cela revient à optimiser le coefficient de couplage.

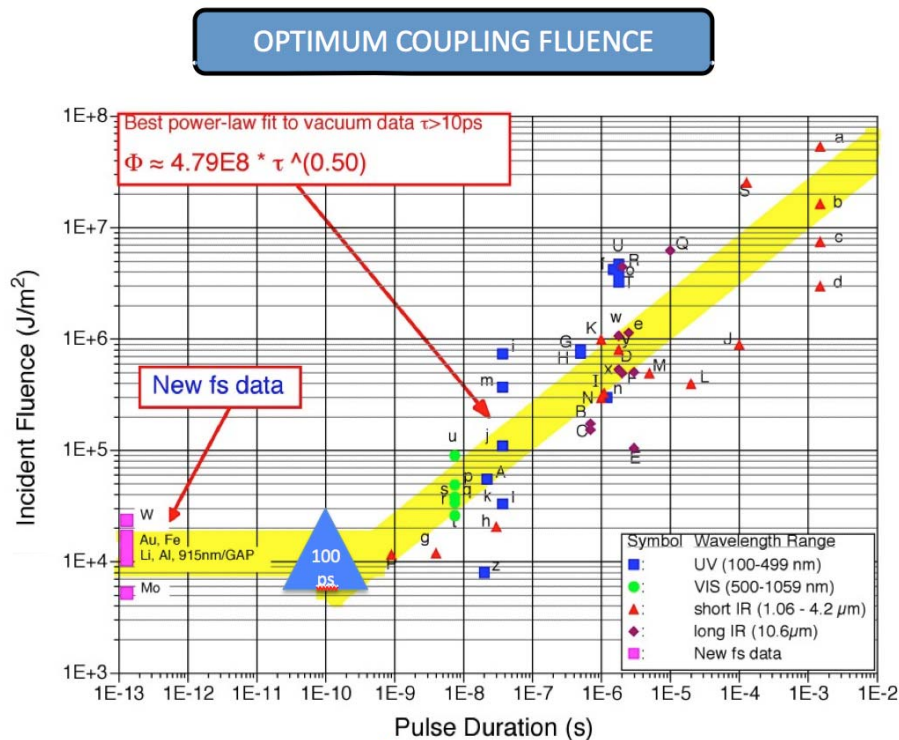


FIGURE 68 – Fluence optimale pour le coefficient de couplage en fonction de la durée d'impulsion pour différents matériaux.

Des études expérimentales ont permis de quantifier le coefficient de couplage en fonction des paramètres laser et il apparaît qu'il existe systématiquement un optimum en fonction de la fluence. Ce comportement peut s'expliquer simplement : à très basse fluence, le laser n'arrive pas à ablater la matière et il n'y a quasiment pas d'éjection

de plasma, qui par réaction entraîne une mise en vitesse de la cible, le coefficient de couplage est donc très faible, voire nul. A l'inverse, lorsqu'on augmente fortement la fluence, une bonne partie de l'énergie laser est absorbée par le plasma qui se forme devant la cible et cette énergie absorbée est davantage transformée en énergie interne qu'en énergie mécanique. Ainsi, le coefficient de couplage diminue lorsqu'on augmente fortement la fluence. Dans [64], Claude Phipps a ainsi tracé la fluence optimale en fonction de la durée d'impulsion pour de nombreuses études référencées dans la littérature (voir figure 68). Tous les points correspondent à des expériences sur des matériaux très différents (aluminium, zinc, epoxy, acier, etc.), mais une tendance nette apparaît avec une fluence optimale qui diminue quand la durée d'impulsion diminue. Quelques tirs ont été effectués à 130 fs (voir [65]), mais il existe une région relativement inexplorée entre 1 et quelques dizaines de picosecondes. L'objectif de ces travaux pluriannuels que nous avons menés était donc d'étudier ce coefficient de couplage en faisant varier la durée d'impulsion dans cette région comprise entre 100 fs et quelques dizaines de ps.

4.2.1 Présentation du schéma expérimental mis en oeuvre sur l'installation ELFIE

L'installation ELFIE est basée sur un schéma CPA (Chirped Pulse Amplification) dont le schéma de principe est présenté sur la figure 69.

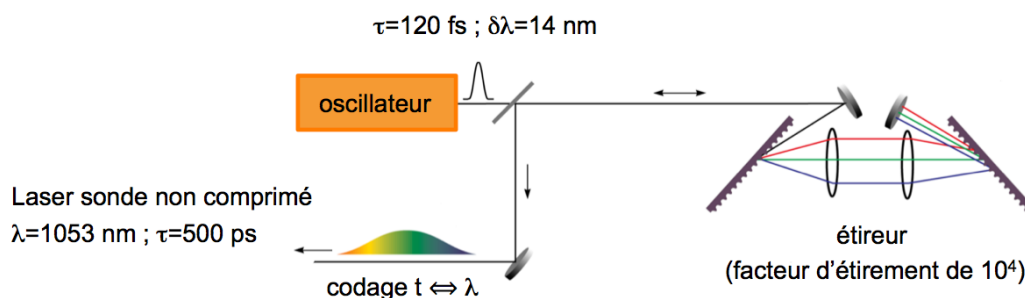


FIGURE 69 – schéma CPA (Chirped Pulse Amplification).

Les impulsions laser disponibles (pompe et sonde) passent toutes les deux par ce système. Une source laser délivre des impulsions très courtes (120 fs) qui sont injectées dans un étireur qui permet de passer à une impulsion nanoseconde compatible avec une chaîne amplificatrice. L'étirement est basé sur la dispersion des réseaux qui séparent les longueurs d'onde angulairement, ce qui crée des parcours différents. Au final, nous avons une correspondance entre les fréquences et le temps (les courtes longueurs d'onde sont retardées par rapport aux plus grandes longueurs d'onde). Les amplificateurs apportent un rétrécissement spectral qui réduit d'un facteur 3 environ le spectre initial, ce qui induit une réduction équivalente dans le domaine temporel.

Une très petite fraction du laser est prélevée en sortie d'amplification et est utilisée comme faisceau sonde dans l'expérience (500 ps de durée d'impulsion). Le reste du laser est appelé faisceau pompe et est injecté ou non dans un compresseur qui permet de rétablir l'impulsion initiale à un facteur 3 près lié au rétrécissement spectral.

Au final, les impulsions disponibles pour le faisceau pompe sont de trois types :

- aucun passage dans le compresseur : durée d'impulsion égale à 500 ps,
- passage dans le compresseur avec réglage optimal : durée d'impulsion de 400 fs,
- passage dans le compresseur avec modification du réglage : durée d'impulsion ajustable entre 1 et 100 ps.

Le schéma expérimental complet est décrit sur la figure 70.

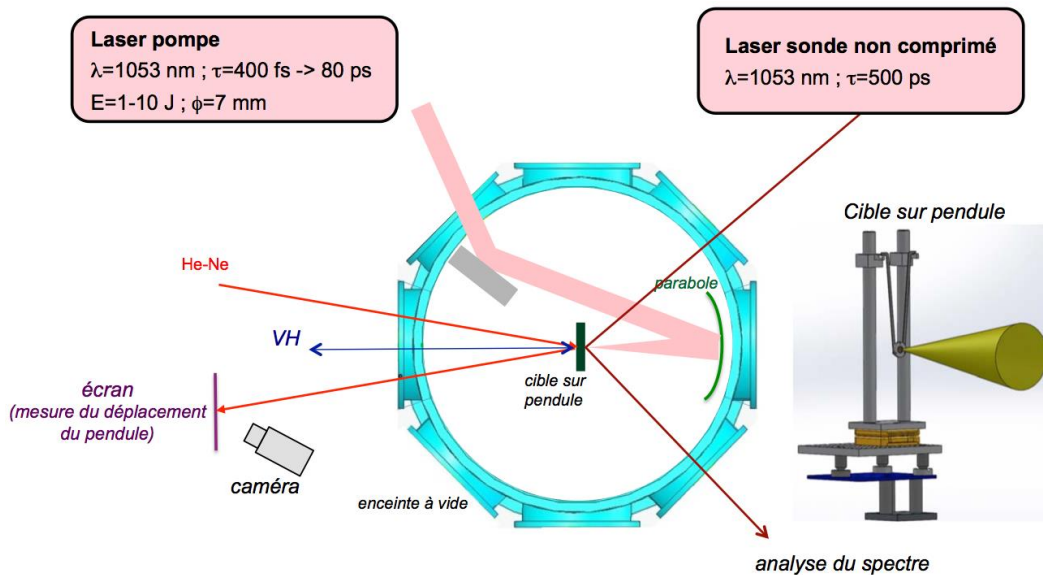


FIGURE 70 – schéma expérimental

Le faisceau pompe est à la longueur d'onde fondamentale 1053 nm et est focalisé sur la cible à l'aide d'une parabole. Sa tache focale est grande et homogène (diamètre entre 4 et 8 mm en fonction des configurations) et sa polarisation est horizontale dans le repère du laboratoire (polarisation P). L'énergie maximale disponible sur cible est de l'ordre de 10 J. Nous avons fait varier l'énergie en rajoutant des densités optiques et/ou en modifiant l'énergie injectée dans la chaîne amplificatrice. Le faisceau sonde non comprimé a une durée de 500 ps et est aussi à la longueur d'onde de 1053 nm. Sa polarisation est verticale dans le laboratoire, donc perpendiculaire au plan d'incidence (polarisation S). Nous détaillerons l'utilisation du faisceau sonde dans le paragraphe 4.2.3.

Les échantillons sont placés sur un pendule qui permet de mesurer l'impulsion fournie par le choc laser. Un laser He-Ne est focalisé sur un miroir collé sur la face arrière du pendule. La réflexion du laser est envoyée sur un papier millimétré qui est observé par une caméra. Le déplacement du laser permet de remonter au déplacement angulaire du pendule qui est relié directement à l'impulsion transmise par le laser à la cible. Nous avons doublé cette mesure du mouvement du pendule en installant un diagnostic de Vélocimétrie Hétérodyne (VH) (mis en oeuvre par Jean-Marc Chevalier du CEA-DAM-CESTA) qui permet de mesurer la vitesse de l'élément sur lequel est pointé le laser VH. Lorsque les deux diagnostics (laser He-Ne et VH) sont disponibles, nous pouvons donc les comparer entre eux. Sur l'ensemble des tirs disponibles, nous avons un écart sur les coefficients de couplage déduits des deux mesures qui est toujours

inférieur à $\pm 15\%$. A titre d'exemple, nous donnons les résultats obtenus sur deux séries de tirs (voir figure 71), nous pouvons voir que les points expérimentaux sont proches les uns des autres. D'autre part, nous estimons à $\pm 30\%$ l'incertitude de mesure sur la fluence (contributions liées à la tache focale et à la mesure d'énergie). Comme la fluence apparaît au dénominateur du coefficient de couplage, il faut également prendre en compte cette valeur dans le calcul global de l'incertitude du coefficient de couplage. Au final, les incertitudes de mesure pour la fluence et le coefficient de couplage seront prises respectivement égales à $\pm 30\%$ et $\pm 40\%$.

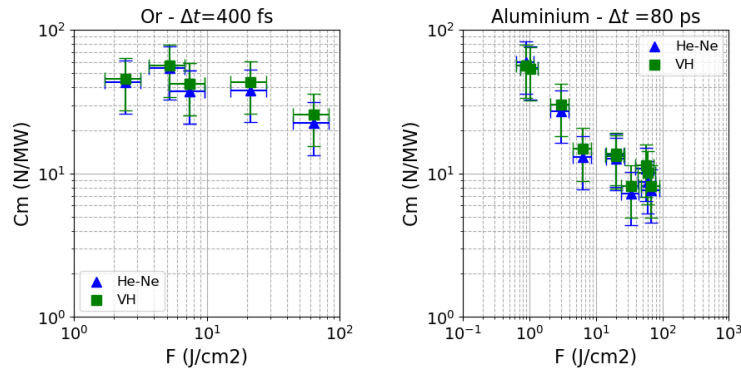


FIGURE 71 – comparaison des coefficients de couplage obtenus pour des séries de tir à 400 fs sur des feuilles d'aluminium (figure de gauche) et 80 ps sur des feuilles d'or (figure de droite).

Nous allons maintenant détailler les mesures de coefficient de couplage obtenues à l'aide du pendule.

4.2.2 Mesures du coefficient de couplage

Nous avons étudié de nombreux types de matériaux comme des métaux (aluminium, or), des polymères (PolyOxyMethylene ou POM) et des céramiques (ZrO₂, Al₂O₃). Nous allons commencer par étudier les résultats obtenus sur l'aluminium.

Aluminium

La figure 72 montre les mesures de coefficient de couplage pour les trois durées d'impulsion (400 fs, 80 et 500 ps). Nous pouvons voir que le comportement est différent pour la durée de 80 ps comparativement aux deux autres durées d'impulsion. Les valeurs maximales obtenues atteignent 60 N/MW aux alentours d'une fluence de 1 Joule alors qu'elles ne dépassent pas 20 N/MW dans les autres cas. Les seuils en fluence semblent dépendre également de la durée d'impulsion, puisque le seuil est compris entre 1 et 2 J/cm^2 pour $\Delta t = 400 fs$ et il semble être proche de 0.5 J/cm^2 pour $\Delta t = 500 ps$. Nous n'avons pas pu estimer le seuil pour la durée d'impulsion de 80 ps, mais il est en tout cas inférieur à 0.8 J/cm^2 . Nous pouvons également remarquer que les mesures sont plus dispersées pour $\Delta t = 400 fs$ vis à vis des autres durées d'impulsion.

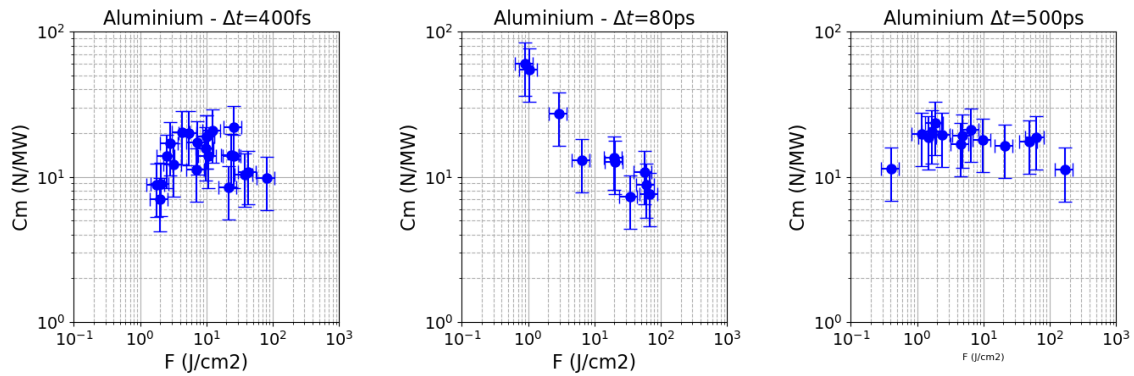


FIGURE 72 – Coefficients de couplage obtenus sur des feuilles d'aluminium en fonction de la fluence incidente pour trois durées d'impulsion.

Or

La figure 73 montre les résultats obtenus sur l'or pour les mêmes durées d'impulsion que précédemment (400 fs, 80 et 500 ps). Globalement les coefficients de couplage sont légèrement supérieurs à ceux obtenus sur l'aluminium, mais les ordres de grandeur restent les mêmes. Nous retrouvons le même comportement pour la durée d'impulsion de 80 ps qui donne des coefficients de couplage supérieurs à faible fluence (autour de 1 J/cm^2) en comparaison avec les valeurs obtenues pour les deux autres durées d'impulsion. Les seuils en fluence semblent comparables pour les durées de 400 fs et 500 ps puisque dans les deux cas nous trouvons des seuils compris entre 1 et 2 J/cm^2 . Comme pour l'aluminium, nous n'avons pas pu diminuer suffisamment la fluence sur les tirs à 80 ps pour déterminer le seuil en fluence. Par contre, le seuil semble largement inférieur à 1 J/cm^2 .

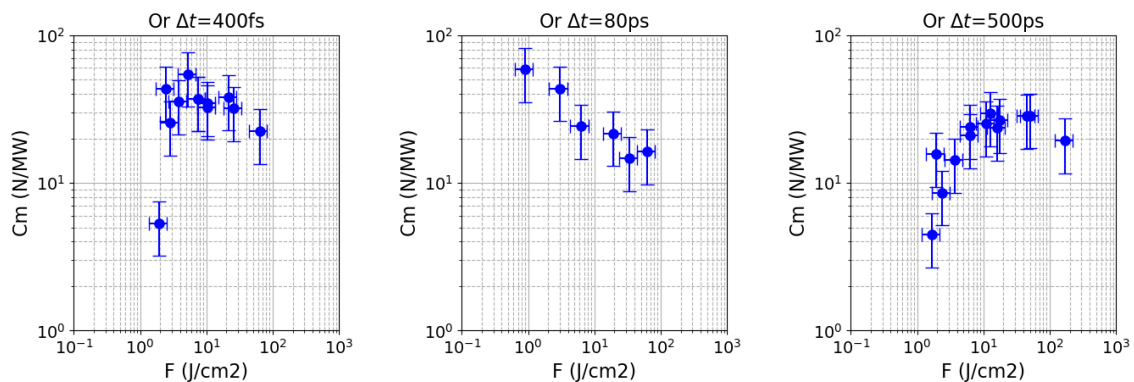


FIGURE 73 – Coefficients de couplage obtenus sur l'or en fonction de la fluence incidente pour trois durées d'impulsion.

POM

Après s'être intéressés aux coefficients de couplage pour des métaux, nous avons effectué de nombreuses mesures sur d'autres matériaux comme des céramiques (alumine et zircon), des météorites de différentes natures et surtout le POM (PolyOxyMethylene) qui est un polymère et sur lequel nous avons effectué le plus de tirs. Les résultats

sont présentés sur la figure 74 pour les trois durées d’impulsion étudiées (400 fs, 80 et 500 ps).

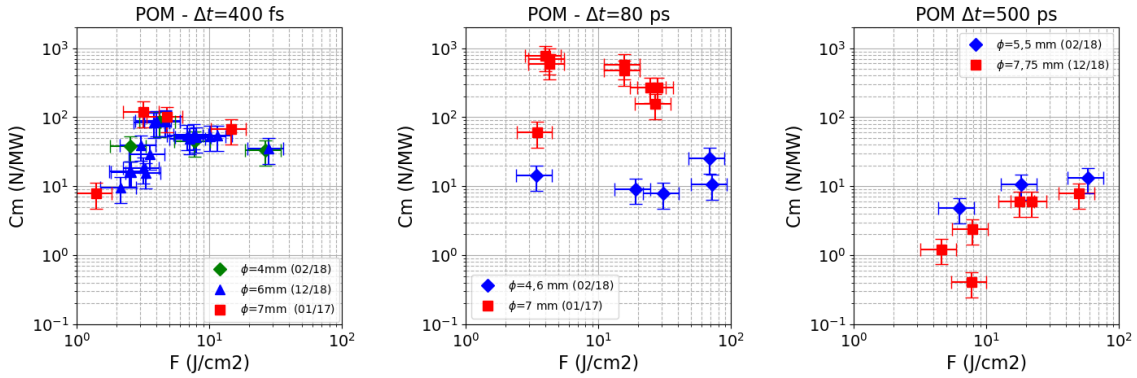


FIGURE 74 – Coefficients de couplage obtenus sur le POM en fonction de la fluence incidente pour trois durées d’impulsion. Nous avons indiqué pour chaque série de tirs le diamètre ϕ de la tache focale utilisée ainsi que la date de la campagne correspondante.

Les résultats obtenus pour $\Delta t=400$ fs montrent des coefficients de couplage élevés proches de 100 N/MW. La décroissance du coefficient de couplage à faible fluence semble beaucoup moins raide pour le POM que pour les métaux. Nous avons tracé les mesures obtenues pour les trois campagnes expérimentales et nous pouvons remarquer qu’elles sont cohérentes entre elles. Cela nous rassure sur les mesures expérimentales réalisées, en sachant que nous avons apporté pour chaque nouvelle campagne des modifications dans les diagnostics (amélioration dans la conception du pendule, changement de VH au niveau des sondes laser et du dépouillement, etc.). Il est intéressant également de noter que pour chaque campagne nous avons eu des taches focales différentes et que les résultats obtenus ne semblent pas varier, ce qui laisse penser que les effets 2D ne sont pas importants pour cette durée d’impulsion.

Nous retrouvons cette cohérence entre les mesures dans la configuration avec l’impulsion non comprimée ($\Delta t=500$ ps). Les résultats obtenus lors de deux campagnes différentes sont cohérents entre eux. Par contre, nous avons deux différences majeures avec d’abord des coefficients de couplage beaucoup plus faibles puisque nous avons une réduction d’un ordre de grandeur par rapport à la configuration en impulsion ultra-courte ($\Delta t=400$ fs). D’autre part, le seuil en fluence est compris entre 5 et 10 J/cm^2 alors qu’il est sans doute inférieur à 1 J/cm^2 pour l’impulsion ultra-courte. Contrairement aux résultats sur les métaux, nous voyons donc une différence notable dans la valeur maximale des coefficients de couplage entre une impulsion sub-picoseconde et une impulsion sub-nanoseconde.

La configuration avec l’impulsion intermédiaire ($\Delta t=80$ ps) présente des résultats inexpliqués à ce stade. Nous avons obtenu des différences importantes dans les résultats obtenus sur les deux premières campagnes. Nous ne pouvons pas suspecter une erreur dans le processus expérimental et/ou dans le dépouillement, étant donné que les résultats sont cohérents à la fois pour les autres matériaux étudiés et pour les autres durées d’impulsion. De plus, il ne peut pas s’agir du matériau lui-même car nous avons utilisé le même matériau que l’année précédente (nous avons refait des tirs en 2018 avec des

échantillons de la campagne précédente de 2017 et les résultats sont équivalents à ceux obtenus avec les échantillons fabriqués pour la campagne 2018). La seule différence porte donc sur la tache focale qui est très différente entre les deux campagnes (un facteur 2 en diamètre). Les effets transverses sont sans doute différents dans les deux configurations et ils peuvent favoriser dans un cas une éjection de débris plus importante. Il est d'autant plus compliqué d'expliquer cette différence que l'effet n'est important que pour la durée d'impulsion intermédiaire. Nous n'avons pas cette différence pour les deux autres impulsions pour lesquels nous avons pourtant des configurations avec des taches focales différentes. Pour comprendre et expliquer cet effet, il faudrait pouvoir simuler ces différentes configurations en géométrie au moins 2D ce qui est inaccessible aujourd'hui par le manque d'information sur le matériau POM (équation d'état, loi de comportement, coefficients de transport, etc.).

POM chargé en aluminium

Nous avons enfin étudié les coefficients pour des polymères POM chargés avec différents pourcentages d'aluminium. Deux types de POM ont été réalisés par Séverine Boyer (Mines ParisTech, CEMEF) : du POM 50-50 et du POM 80-20.

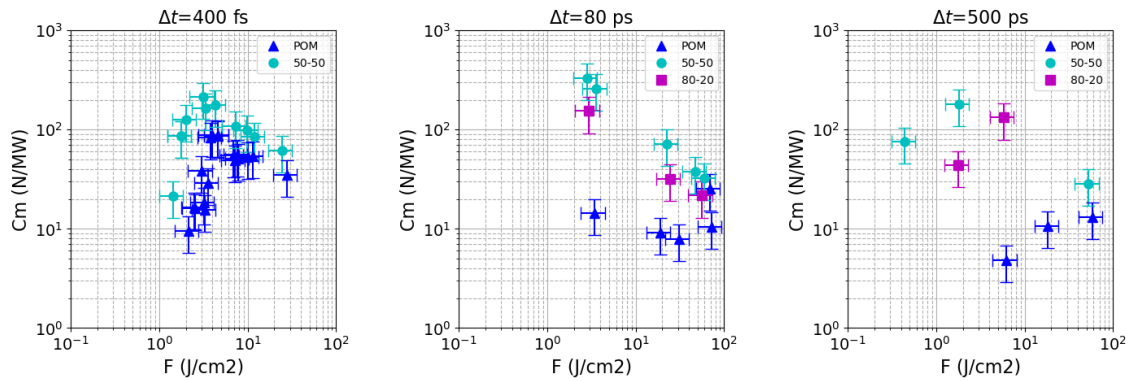


FIGURE 75 – Coefficients de couplage obtenus sur le POM avec différents chargement en aluminium en fonction de la fluence incidente pour trois durées d'impulsion.

Nous ne voyons pas de différences notables entre les différents POM pour la durée d'impulsion ultra-courte de 400 fs. Par contre, pour les deux impulsions plus longues (80 et 500 ps), nous avons un ordre de grandeur dans les valeurs de coefficients de couplage. Il faut noter que les résultats présentés sont issus d'une même campagne et qu'on peut les comparer au moins en valeur relative de manière certaine.

Analyse des résultats de coefficients de couplage

Nous venons de présenter toute une série de résultats que nous avons obtenus au cours de trois campagnes sur différents matériaux. Nous pouvons tenter d'en tirer quelques conclusions. Tout d'abord, nous avons un comportement similaire entre l'or et l'aluminium, même si ce dernier présente des valeurs de coefficients de couplage globalement plus basses. En particulier, nous avons une évolution différente à 80 ps avec une courbe fortement décroissante en fonction de la fluence alors que les résultats obtenus avec les deux autres impulsions présentent plutôt un plateau légèrement décroissant. C'est avec cette durée d'impulsion que nous trouvons les plus forts coefficients de couplage (en

particulier pour l'aluminium).

Les résultats sur le POM sont plus dispersés et présentent des différences notables entre des POM de nature différente. Avec la même configuration expérimentale, nous avons des différences très importantes entre les POM chargés et le POM pur. Ces différences ne peuvent pas être expliquées par un simple phénomène d'ablation laser différent car le POM pur et l'aluminium présentent tous les deux des coefficients de couplage beaucoup plus bas. Il existe sans doute des phénomènes d'éjection de débris qui sont prédominants pour les POM chargés et qui entraînent une forte augmentation du coefficient de couplage. De même, nous retrouvons une différence pour le POM pur à 80 ps entre deux séries de tirs pour lesquelles seule la tache focale a changé. L'ablation laser n'étant pas dépendante de la taille de la tache focale (au moins pour ces grands diamètres), la différence d'un ordre de grandeur entre les deux séries de tirs à 80 ps (figure centrale de 75) ne peut être expliquée que par des éjections de débris différents. Des effets 2D dans la propagation des ondes dans le matériau peuvent engendrer des différences dans l'éjection des débris en face avant. Ces hypothèses n'ont pas été vérifiées expérimentalement à ce stade et nous prévoyons de continuer cette étude en se focalisant justement sur la nature et les caractéristiques des débris. Une campagne pluriannuelle en grande partie sur ce sujet a été acceptée sur l'installation LULI 2000 sur la période 2020-2022.

4.2.3 Etude du diagnostic de réflectivité résolue dans le temps

En parallèle de la mesure de coefficient de couplage, nous avons mis en place un diagnostic pour mesurer la réflectivité de l'interface pendant et après l'interaction de l'onde pompe. Nous n'avons mis en oeuvre ce diagnostic uniquement pour les feuilles métalliques (or et aluminium), car il nécessite une surface suffisamment réfléchissante, ce qui n'était pas le cas pour les autres matériaux (POM, météorites et céramiques). Ce diagnostic est basé sur l'utilisation du faisceau sonde (voir figure 70) qui se réfléchit sur la cible de manière synchrone avec le faisceau pompe. La tache focale du faisceau sonde est de l'ordre de 1 mm, ce qui nous permet de sonder une zone homogène au centre de la tache focale du faisceau pompe qui est toujours comprise entre 4 et 8 mm. Comme nous l'avons décrit dans la figure 69, le faisceau sonde est une impulsion étirée dans le temps (ou 'chirpée') avec un codage des longueurs d'onde dans le temps. Le faisceau sonde réfléchi est imagé sur un spectromètre qui intègre dans le temps le signal recueilli sur une caméra CCD. En effectuant le rapport entre le spectre mesuré pendant le tir et un spectre de référence, il est possible d'en déduire des informations dans le domaine temporel en s'appuyant sur le codage des longueurs d'onde avec le temps. Le rapport des spectres correspond à la réflectivité de la cible vis-à-vis du faisceau sonde.

Nous allons décrire le principe du diagnostic en revenant à la définition d'une onde 'chirpée' et en montrant comment il est possible d'avoir une analogie entre le spectre et le temps. Nous montrerons ensuite les limites du diagnostic en utilisant un outil numérique développé spécifiquement en langage python.

Modélisation du diagnostic

La modélisation d'une onde "chirpée" peut se faire en séparant la composante oscillante à la fréquence laser de l'enveloppe lentement variable. L'écriture du champ électrique se fait ainsi de la manière suivante :

$$E(t) = A(t)e^{i\omega_0 t} \quad (87)$$

En prenant la transformée de Fourier, nous obtenons l'enveloppe spectrale du champ :

$$\tilde{A}(\omega) = \int A(t)e^{-i\omega t} dt \quad (88)$$

En sortie d'oscillateur, l'enveloppe temporelle du champ peut être assimilée à une Gaussienne de largeur totale à mi-hauteur t_0 égale à 116 fs, ce qui correspond à une largeur spectrale de 14 nm. Cette valeur a été estimée par des mesures effectuées au LULI par les équipes d'ELFIE. Les enveloppes temporelles et spectrales s'écrivent par définition :

$$\begin{aligned} A_0(t) &= e^{-2\ln 2 \left(\frac{t}{t_0}\right)^2} \\ \tilde{A}_0(\omega) &= e^{-\frac{t_0^2}{8\ln 2} \omega^2} \end{aligned}$$

Le passage dans l'étireur correspond au rajout d'une phase quadratique dans l'espace des fréquences :

$$\tilde{A}_e(\omega) = \tilde{A}_0(\omega)e^{ib\omega^2} \quad (89)$$

En effectuant la transformée de Fourier pour revenir dans le domaine temporel, nous obtenons la relation suivante pour l'enveloppe complexe de l'impulsion étirée :

$$A_e(t) = e^{-2\ln 2 \left(\frac{t}{t_e}\right)^2} e^{-ib \left(\frac{4\ln 2}{t_0}\right)^2 \left(\frac{t}{t_e}\right)^2} \quad (90)$$

avec la relation $t_e = \sqrt{t_0^2 + \left(\frac{8b\ln 2}{t_0}\right)^2}$. Cette relation se simplifie dès lors que le facteur d'étirement est grand, nous obtenons alors : $t_e = \frac{8\ln 2}{t_0} |b|$.

La mesure de la durée d'impulsion après l'étireur étant de 1,1 ns, nous pouvons en déduire le facteur b :

$$b = -2,3 \times 10^{-23} \text{ s}^{-2} \quad (91)$$

Le signe de b permet d'assurer le fait que les longueurs d'onde les plus longues arrivent en premier en sortie d'étireur.

Nous allons maintenant décrire l'analogie entre la longueur d'onde (ou fréquence) et le temps. Pour cela, nous supposons que l'onde étirée (représentant donc le faisceau sonde) est filtrée temporellement par une fonction $R(t - \delta t)$ dont la position temporelle varie via le paramètre δt . Cette fonction R correspondra dans nos expériences à la réflectivité du champ sonde qui sera modifiée par l'interaction du laser pompe avec la cible sur laquelle se réfléchit la sonde. Le champ étiré après le passage du filtre s'écrit de la manière suivante :

$$A_f(t, \delta t) = R(t - \delta t)A_e(t) \quad (92)$$

Dans l'espace des fréquences, nous avons :

$$\tilde{A}_f(\omega, \delta t) = \int R(t - \delta t)A_e(t)e^{-i\omega t} dt \quad (93)$$

En remplaçant $A_e(t)$ par son expression, nous obtenons :

$$\tilde{A}_f(\omega, \delta t) = \int R(t - \delta t) e^{-2 \ln 2 \left(\frac{t}{t_e}\right)^2} e^{-iat^2} e^{-i\omega t} dt \quad (94)$$

avec $a = b \left(\frac{4 \ln 2}{t_e t_0}\right)^2 \approx \frac{1}{4b}$.

Nous nous plaçons ici dans un cas d'école avec un étirement très grand par rapport aux variations temporelles du filtre, ce qui permet de simplifier cette expression qui devient :

$$\tilde{A}_f(\omega, \delta t) = \int R(t - \delta t) e^{-iat^2} e^{-i\omega t} dt \quad (95)$$

L'intensité spectrale qui correspond au signal mesuré sur le spectromètre est alors donnée après quelques simplifications par la relation suivante :

$$I(\omega, \delta t) = |\tilde{A}_f(\omega, \delta t)|^2 = \left| \int R(t) e^{-iat^2} e^{-i(\omega + 2a\delta t)t} dt \right|^2 \quad (96)$$

soit $I(\omega, \delta t) = I(\omega + 2a\delta t, 0)$.

Cette dernière relation montre qu'il existe un lien direct entre un décalage temporel δt et un décalage en fréquence $\delta\omega$ via la relation :

$$\frac{\delta t}{\delta\omega} = -\frac{1}{2a} \quad (97)$$

Le spectromètre étant calibré dans le domaine des longueurs d'onde, nous utiliserons plutôt la relation :

$$\frac{\delta t}{\delta\lambda} = \frac{\pi c}{a\lambda_0^2} \quad (98)$$

L'application numérique donne la valeur suivante :

$$\frac{\delta t}{\delta\lambda} = -78.2 \text{ ps/nm} \quad (99)$$

A titre d'exemple et pour bien comprendre le fonctionnement du diagnostic, nous avons modélisé une impulsion sonde chirpée théorique de 500 ps (FWHM) sur laquelle nous avons appliqué une réflectivité $R(t, \delta t)$ définie par la relation 100 où T_f correspond au temps de descente de la réflectivité entre les points $R=0.1$ et $R=0.9$. δt est un décalage temporel que nous introduisons entre l'impulsion chirpée et la réflectivité appliquée.

$$R(t, \delta t) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{t-\delta t}{\alpha}\right)}} \quad (100)$$

où $\alpha = \frac{T_f}{2 \ln \frac{0.9}{0.1}}$.

Nous avons tracé les résultats numériques sur la figure 76 pour un cas où la réflectivité a un temps de descente T_f de 20 ps. Nous avons représenté deux cas correspondant à des décalages différents entre la réflectivité et l'impulsion chirpée ($\delta t = 0$ ou 100 ps).

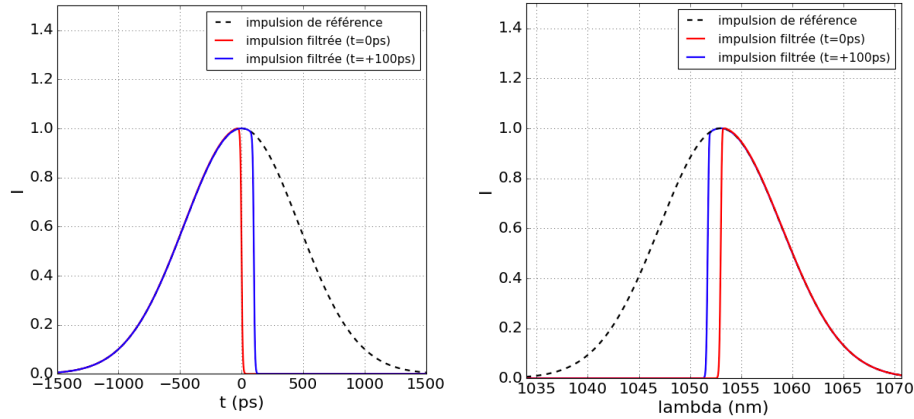


FIGURE 76 – La figure de gauche représente l’impulsion étirée avant (trait pointillé) et après l’application d’une réflectivité de temps de descente $T_f = 20ps$. Les courbes en rouge et en bleu correspondent respectivement à un décalage temporel du filtre de 0 et 100 ps. La figure de droite représente le résultats dans le domaine des longueurs d’onde.

Nous pouvons voir que nous avons une parfaite correspondance entre le domaine temporel et le domaine spectral pour cette configuration. Nous retrouvons bien l’empreinte de la réflectivité temporelle sur l’onde chirpée dans le domaine spectral, domaine qui correspond à la mesure faite par le spectromètre dans le domaine des longueurs d’onde. De la même manière, nous observons que le décalage de 100 ps de la réflectivité se retrouve dans le domaine des longueurs d’onde. Nous avons ainsi pu calculer numériquement la relation temps versus longueur d’onde et nous retrouvons comme prévu la valeur théorique (nous obtenons 78,196 ps/nm pour 78,2 ps/nm).

Après avoir vérifié numériquement que le diagnostic que nous avons mis en place pourrait nous fournir la réflectivité, nous avons tenté d’évaluer son domaine de validité. Comme nous venons de le voir, le principe du diagnostic repose sur le codage temps-fréquence qui permet de remonter à la réflectivité temporelle via une mesure réalisée dans le domaine des longueurs d’onde. Cette hypothèse n’est plus valide si la réflectivité possède des modulations temporelles suffisamment rapides pour générer des nouvelles fréquences dans le spectre du faisceau sonde qui vont se mélanger au niveau du spectromètre avec les fréquences du spectre initial. Ce mélange va créer des modulations temporelles qui vont perturber le dépouillement de la mesure. A titre d’exemple, nous présentons sur la figure les simulations obtenues pour des réflectivités ayant des temps de descente différents.

Nous retrouvons pour les cas 20 et 50 ps le résultat obtenu sur la figure 76 : la réflectivité obtenue avec le diagnostic correspond à la réflectivité théorique imposée au faisceau sonde. Par contre, pour une réflectivité ayant une variation plus rapide (5 et 10 ps), des modulations apparaissent dans la réflectivité simulée. En tout cas, nous voyons clairement une limite au diagnostic qui ne peut résoudre correctement des réflectivités ayant des variations temporelles inférieures à 10 ps.

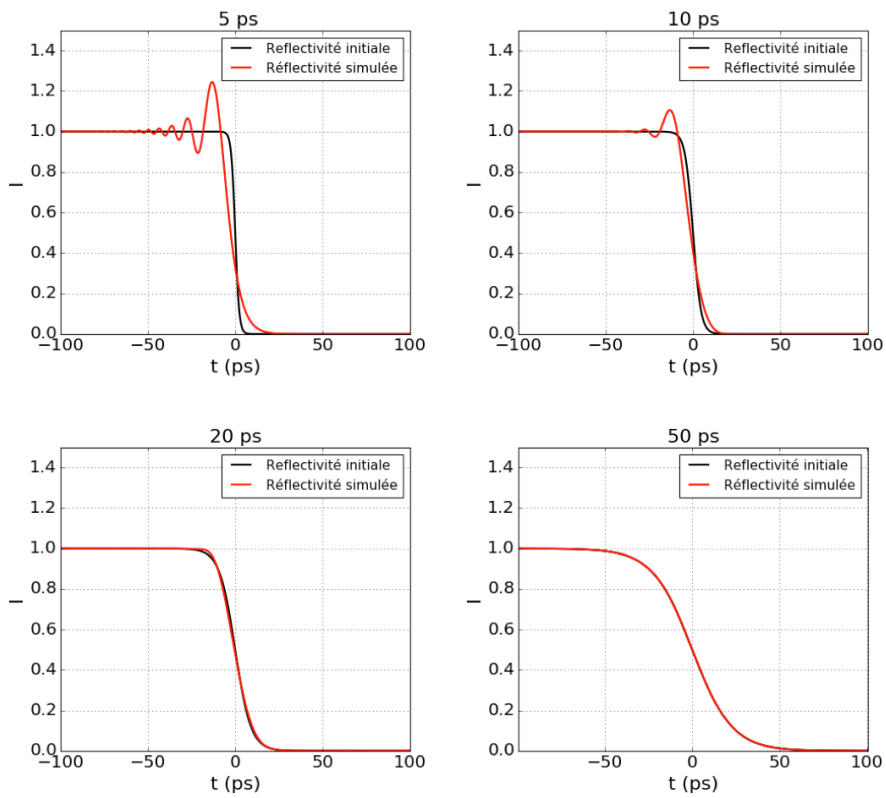


FIGURE 77 – Comparaison entre la réflectivité initiale et la réflectivité simulée par le diagnostic. Les quatre figures correspondent à des fronts de descente de la réflectivité différents (5, 10, 20 et 50 ps).

Exemple d'utilisation du diagnostic sur un tir

Avant de montrer les résultats expérimentaux, nous allons décrire sur un cas particulier la méthode de dépouillement qui permet au final de déterminer une réflectivité résolue en temps à partir des mesures expérimentales. Le tir qui est présenté figure 78 a été réalisé sur de l'or avec une impulsion de 80 ps et une fluence de 13.2 J/cm^2 .

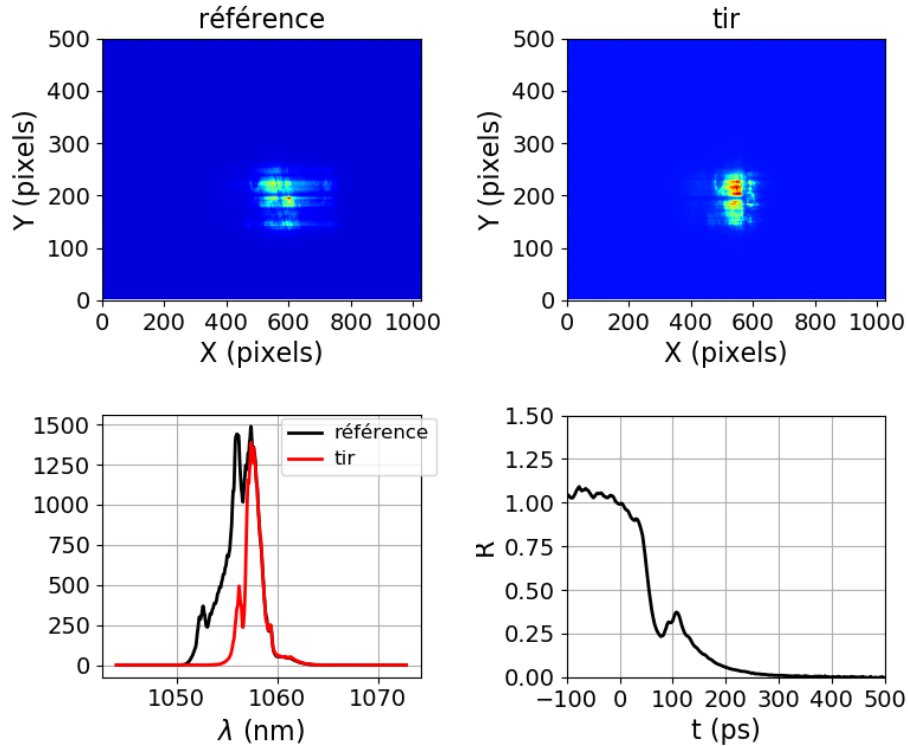


FIGURE 78 – Exemple d'un dépouillement du diagnostic de réflectivité avec les images obtenues avant et durant le tir. Les spectres dépouillés issus des images sont représentés ainsi que la réflectivité qui correspond au rapport des deux spectres.

Nous pouvons voir les images obtenues sur la CCD du spectromètre avant et durant le tir. L'axe Y correspond à la fente du spectromètre qui est imagée sur la tache focale du faisceau sonde au niveau de la cible. L'axe suivant X correspond aux longueurs d'onde. Après avoir moyenné les images suivant Y et enlevé le bruit, nous obtenons les courbes spectrales qui sont normalisées de manière à être le plus proches possibles dans le temps de montée. Nous pouvons voir que les spectres sont très proches entre le tir de référence et le tir avec le faisceau pompe jusqu'à la chute de signal pour ce dernier. En faisant le rapport des deux courbes, nous obtenons au final la réflectivité en fonction du temps (nous avons pour cela utilisé la relation entre le temps et les longueurs d'onde).

Remarque 1 :

Ce diagnostic ne mesure pas la réflectivité totale du faisceau sonde mais seulement la réflectivité dans la direction spéculaire (c'est à dire 45 degrés dans notre cas). D'autre part, il s'agit d'une mesure **relative** et non pas absolue de la réflectivité puisque son principe repose sur une comparaison entre un tir de référence avec un tir avec le faisceau pompe.

Remarque 2 :

Le diagnostic ne permet pas un recalage temporel absolu du faisceau sonde par rapport au faisceau pompe, puisque la mesure se fait dans le domaine spectral. Le recalage présenté sur les figures est donc arbitraire, mais par contre il est identique pour tous les signaux puisque le calage temporel entre les faisceaux sonde et pompe est fixe de tir à tir (le faisceau sonde est un prélèvement du faisceau pompe avant amplification). Nous avons donc effectué un recalage commun à tous les tirs de manière à ce que la chute de réflectivité démarre à $t=0$ pour les tirs présentant les chutes de réflectivité les plus rapides.

Résultats expérimentaux

Nous avons représenté sur la figure 79 les résultats obtenus pour l'aluminium pour les durées d'impulsion de 400 fs et 80 ps. Nous n'avons pas pu avoir des résultats équivalents pour l'impulsion de 500 ps car le rapport signal à bruit était mauvais, ce qui rendait tout dépouillement impossible. Les résultats ont été obtenus sur des campagnes différentes (campagne de décembre 2017 pour l'impulsion de 400 fs et décembre 2018 pour l'impulsion de 80 ps).

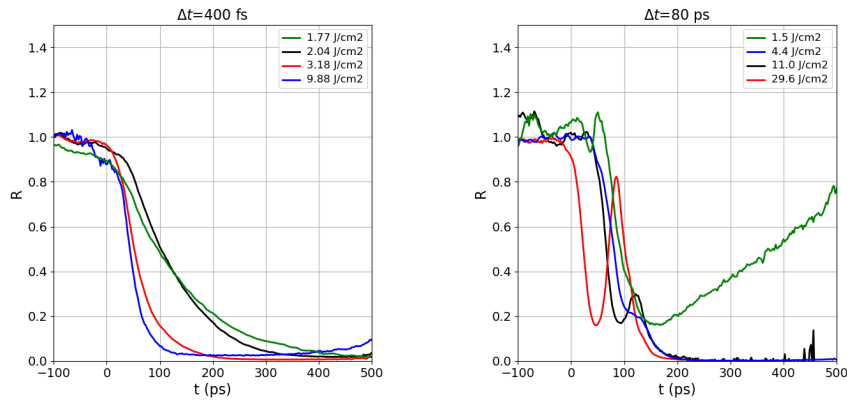


FIGURE 79 – Réflectivités relatives mesurées en fonction du temps pour des cibles d'aluminium et différentes fluences. Les figures de gauche et de droite correspondent à des durées d'impulsion de 400 fs et 80 ps.

Les résultats obtenus pour l'impulsion de 400 fs montrent des réflectivités qui sont assez lisses et qui ont des temps de descente dépendant de la fluence. Plus la fluence est élevée, plus la chute de réflectivité est rapide. Globalement, nous retrouvons ces résultats pour l'impulsion de 80 ps. Par contre, nous avons deux particularités que nous n'avions pas pour 400 fs. D'abord, nous pouvons constater une remontée de la réflectivité pour le tir à basse fluence ($F=1.5 J/cm^2$). Nous aurions peut-être obtenu le même type de résultat à plus basse fluence pour l'impulsion de 400 fs, mais nous n'avons pas pu réaliser ce type de tir. La seconde différence porte sur les modulations que nous observons à 80 ps et qui ne sont pas présentes pour l'autre impulsion, ces modulations étant d'autant plus importantes que la fluence est élevée. Nous expliquons ces modulations avec l'analyse numérique présentée précédemment qui montrait la limitation du diagnostic lorsque la réflectivité chutait trop rapidement. Même si la forme

des modulations n'est pas exactement celle que nous avons simulée, le comportement est cohérent avec notre analyse avec des modulations qui apparaissent lorsque le temps de descente de la réflectivité est trop bref.

A ce stade, nous n'avons pas encore compris pourquoi la réflectivité de l'onde sonde descendait moins rapidement lorsque la durée de l'impulsion pompe était courte. C'est certes contre-intuitif, mais il ne faut pas oublier que nous ne mesurons pas directement la réflectivité de l'onde pompe mais seulement la réflectivité de l'interface vis à vis de l'onde sonde sur des temps plus longs. D'après les résultats expérimentaux, il semblerait donc que l'évolution de l'interface après l'interaction de l'onde pompe soit finalement plus lente lorsque l'interaction est ultra-brève comparée à l'impulsion de 80 ps. Ces résultats n'ont cependant pas été confirmés par un modèle théorique ou numérique à ce stade.

Nous avons globalement les mêmes résultats sur des cibles en or, comme le montre la figure 80. Nous retrouvons les mêmes différences de comportements entre l'impulsion de 400 fs et celle de 80 ps. Les résultats présentent une modulation à 80 ps qui n'est pas présente pour l'impulsion ultra-brève. De même, les réflectivités mesurées descendent plus ou moins vite en fonction de la fluence, ce qui est logique et identique aux résultats sur aluminium.

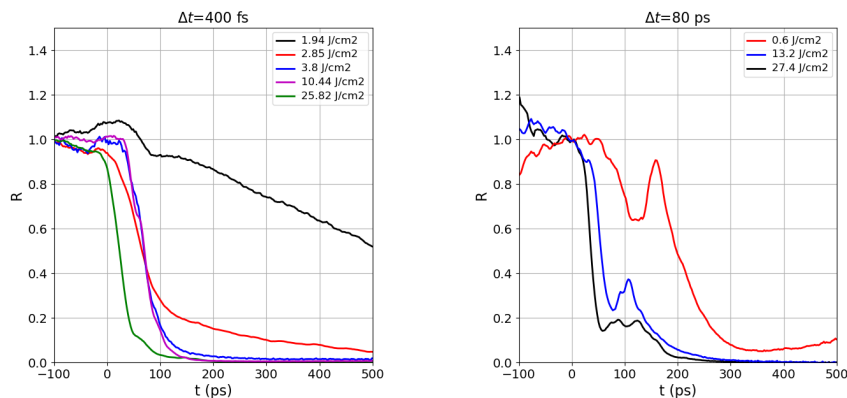


FIGURE 80 – Réflectivités relatives mesurées en fonction du temps pour des cibles d'or et différentes fluences. Les figures de gauche et de droite correspondent à des durées d'impulsion de 400 fs et 80 ps.

4.2.4 Conclusions et perspectives

Ces études pluriannuelles sur l'ablation laser en régime d'impulsion sub-nanoseconde ont permis d'obtenir de nombreux résultats expérimentaux. En particulier, nous avons pu mesurer le coefficient de couplage de plusieurs matériaux dans différents régimes d'interaction laser (variation sur la fluence et la durée d'impulsion). Nous avons pour cela développé une plateforme expérimentale spécifique basée sur l'utilisation d'un pendule avec deux mesures redondantes pour estimer sa mise en vitesse (VH et déflexion d'un laser He-Ne). L'ensemble de ces données expérimentales permet de compléter les données existant dans la littérature pour d'autres durées d'impulsion. En parallèle, nous avons développé un diagnostic mesurant la réflectivité spéculaire d'un faisceau sonde avec une résolution en temps de l'ordre de quelques picosecondes. Ce diagnostic, plus difficile à mettre en oeuvre, a cependant donné quelques résultats intéressants sur les métaux. En particulier, nous avons mis en évidence des différences de comportement en fonction de la fluence.

Nous n'avons pas présenté d'interprétations numériques et théoriques car nous travaillons encore sur les modèles permettant de restituer et de comprendre les résultats expérimentaux. Les modèles d'interaction laser-matière doivent être améliorés dans Esther dans ces régimes d'impulsion courtes et nous manquons à ce stade d'expériences de caractérisation des chocs induits dans les matériaux pour ces régimes. Nous avons tenté de mettre en oeuvre un diagnostic couplé VH/VISAR au cours des campagnes, mais la partie VISAR qui devait permettre de mesurer le choc induit n'a pas fonctionné. Pour les futures expériences de ce type, ce diagnostic couplé VH/VISAR devrait être prioritaire.

Le deuxième point qui limite notre interprétation des signaux est la compréhension des phénomènes d'éjection de débris en face avant. Nous avons pu mettre en évidence la présence importante de matière éjectée en face avant grâce à un diagnostic d'imagerie transverse mis en place lors de la dernière campagne. Cependant, ce diagnostic est avant tout qualitatif et nous ne pouvons pas remonter à des distributions précises des débris éjectés.

Un nouveau programme expérimental sur ce sujet a donc été proposé et accepté sur l'installation LULI 2000. Il devrait commencer en septembre 2020 par une première campagne en régime nanoseconde. Nous avons prévu d'installer un VISAR ligne qui permettra une mesure de la vitesse en face arrière avec une résolution spatiale suivant une direction. D'autre part, nous prévoyons la mise en oeuvre d'un diagnostic de récupération et d'analyse des débris en face avant (utilisation de varagel pour collecter les débris et d'une sonde VH pour mesurer les vitesses des débris).

Troisième partie III

CONCLUSIONS GÉNÉRALES ET PERSPECTIVES

1 Conclusions et remarques générales

Je viens de présenter mes activités de recherche au travers de quelques exemples qui, je l'espère, ont montré tout l'intérêt de combiner de manière forte expériences et simulations numériques. Des expériences sans simulation numérique sont souvent orphelines d'une interprétation qui renforcerait grandement les résultats obtenus. De plus, un manque de simulation numérique est souvent préjudiciable dans la préparation des campagnes expérimentales. L'exemple de l'étude du LASAT en double impulsion (paragraphe 4.1.4) en est une démonstration évidente. Nous n'avions pas à notre disposition de simulation numérique pour dimensionner nos expériences de tests sur les composites et nous avons dû réaliser une matrice de tests en faisant varier à la fois le délai entre deux impulsions et l'intensité de chaque impulsion. Au final, cela nous a permis de trouver une configuration intéressante pour l'objectif visé, mais au prix d'un nombre excessif (voire rédhibitoire) de tirs laser.

A l'inverse, réaliser des simulations numériques sans contrainte expérimentale n'a pas de sens. Un code numérique ne peut être validé et donc utile que s'il est confronté à des résultats expérimentaux qui le contraignent. Il ne faut pas oublier que pour chaque nouvelle utilisation du code, il faut se poser la question du domaine de validité dans lequel il est utilisé. C'est dans cet esprit que nous avons déterminé les pressions d'ablation avec Esther en s'appuyant sur des expériences balayant une large gamme d'intensités laser pour plusieurs durées d'impulsion. Nous avons déterminé les fits pour ces pressions d'ablation, fits qui ne doivent pas être utilisés en dehors du domaine expérimental initial. Si j'insiste sur ce point, c'est que la facilité d'utilisation du code Esther est à la fois une force et une faiblesse. En effet, le code va quasiment tout le temps sortir des résultats numériques qui sembleront cohérents. Malheureusement, il ne faut surtout pas faire l'économie d'une analyse critique des résultats, en particulier vis à vis des données matériaux impliqués tout au long du chemin thermodynamique suivi par la matière.

2 Perspectives

Au-delà du plaisir réel que j'ai eu à rassembler de manière cohérente mes activités scientifiques, l'écriture de ce mémoire a été pour moi l'occasion de faire un bilan qui m'a été très profitable et qui j'espère le sera pour les gens intéressés par les sujets abordés. En faisant le point sur toutes les études auxquelles j'ai collaboré, j'ai pu mesurer toutes les avancées qui ont été faites dans le domaine du choc laser, que ce soit dans le domaine expérimental ou dans la modélisation des phénomènes physiques. Les collaborations nombreuses entre équipes et favorisées par le GDR Choclas ont permis de faire émerger de nouvelles idées qui se sont concrétisées à travers de nouvelles campagnes expérimentales et des nouveaux projets. C'est ce dynamisme qu'il faut préserver et que j'espère continuer à favoriser au sein du CEA mais aussi dans le domaine académique en continuant à collaborer avec de nombreuses équipes.

Les différents axes de recherche que nous avons identifiés pour les prochaines années sont nombreux, voici une liste non exhaustive des études qui sont lancées ou en voie de l'être ...

- Il semble important de mieux caractériser et prendre en compte les effets 2D à la fois dans les expériences et dans les simulations numériques. Nous avons commencé à travailler sur le sujet au sein de l'ANR ForgeLaser.
- Une meilleure modélisation numérique du comportement des composites sous choc est nécessaire pour aller plus loin dans le développement des procédés laser pour les applications aéronautiques. Nous avons des études en cours sur ce sujet dans le projet Monarque et dans un nouveau projet qui a été lancé récemment (projet Vanesse financé par la DGA).
- Une nouvelle campagne pluriannuelle a été lancée sur l'installation LULI 2000 dans la suite des campagnes d'ablation laser réalisées sur ELFIE. Ces études planifiées pour trois ans doivent permettre de caractériser plus finement les processus d'ablation laser en étudiant en particulier les débris éjectés en face avant. L'analogie entre un tir laser et un impact hypervélocé (exemple d'une météorite percutant un astre) sera en particulier étudié.
- De nouveaux développements et adaptations dans le code Esther sont indispensables pour prendre en compte des nouveaux régimes d'interaction. En particulier, il est nécessaire d'améliorer nos données lorsqu'un découplage en température est important entre les ions et les électrons, ce qui est le cas en régime d'interaction ultra-bref. Des premières études avec des codes ab-initio ont été faites mais il faut arriver à trouver des modèles qui puissent être intégrés dans un code hydrodynamique.

J'espère pouvoir contribuer à tous ces sujets dans les années à venir et continuer à favoriser les échanges au sein du CEA mais aussi avec le monde académique. Les collaborations entre les différentes équipes ont jusqu'à présent été la force de cette communauté et je suis certain qu'elles vont continuer, en intégrant j'espère de nouvelles forces vives !

Quatrième partie IV

ANNEXES

Annexe A : Equations de tracés de rayons (raytracing)

Nous proposons dans cette annexe une description complète de la résolution semi-analytique de la propagation d'un rayon lumineux au sein d'une géométrie monodimensionnelle (plane, cylindrique et sphérique).

Annexe A.1 : Résolution de la propagation d'un rayon en géométrie plane

Le trajet lumineux est caractérisé par sa position \vec{R} qui a pour coordonnées $(r = x, y, z)$ dans le repère cartésien. Dans ce repère, le point de départ \vec{R}_0 du trajet a pour coordonnées $(r_0 = x_0, y_0, z_0)$ et pour direction initiale $(u_r = u_x, u_y, u_z)$. L'indice initial est noté $|\tilde{n}_0|$.

Nous projetons la relation $\frac{d^2 \vec{R}}{d\tau^2} = \vec{grad}(u)$ en géométrie plane et trouvons le système suivant :

$$\begin{cases} \ddot{r} = \frac{\partial u}{\partial r}, \\ \ddot{y} = 0, \\ \ddot{z} = 0. \end{cases} \quad (101)$$

Nous pouvons intégrer les deux dernières équations qui sont indépendantes des milieux traversés :

$$\begin{cases} y(\tau) = |\tilde{n}_0| u_y \tau + y_0, \\ z(\tau) = |\tilde{n}_0| u_z \tau + z_0. \end{cases} \quad (102)$$

Il nous reste à intégrer la première équation en r par récurrence, de maille en maille. Une maille i est caractérisée par son rayon interne $r_{i-\frac{1}{2}}$ et son rayon externe $r_{i+\frac{1}{2}}$. L'épaisseur de la maille est notée $e_i = r_{i+\frac{1}{2}} - r_{i-\frac{1}{2}}$. Les caractéristiques du trajet lumineux incident dans la maille sont (r_{in}, \dot{r}_{in}) . Nous supposons que \dot{r}_{in} est non nul à l'entrée de la maille. Si le trajet lumineux incident pénètre dans la maille par le rayon interne (respectivement externe), alors $\dot{r}_{in} > 0$ (respectivement $\dot{r}_{in} < 0$).

Nous supposons que le gradient de u est constant dans la maille et vaut a_i , comme spécifié dans le paragraphe 2.4.3. Le calcul de l'intensité est décrit dans le paragraphe A.2.

Annexe A.1.1 : Cas d'une maille homogène avec $a_i = 0$

La propagation de la lumière se fait en ligne droite dans la maille. En intégrant les équations 101 et 54 avec $a_i = 0$, nous trouvons :

$$\begin{cases} r_{out} = r_{in} + \dot{r}_{in}(\tau_{out} - \tau_{in}), \\ \dot{r}_{out} = \dot{r}_{in}, \\ \tau_{out} = \tau_{in} + \frac{e_i}{|\dot{r}_{in}|}, \\ \ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -k_0 c_i \frac{e_i^2}{2\dot{r}_{in}} - k_0 (c_i r_{in} + d_i) \frac{e_i}{|\dot{r}_{in}|}. \end{cases} \quad (103)$$

Annexe A.1.2 : Cas d'une maille inhomogène avec $a_i \neq 0$

En intégrant les équations 101 et 54 avec a_i non nul, nous obtenons les résultats suivants :

$$\begin{cases} r(\tau) = \frac{a_i}{2}(\tau - \tau_{in} + \frac{\dot{r}_{in}}{a_i})^2 + r_{in} - \frac{\dot{r}_{in}^2}{2a_i}, \\ \dot{r}(\tau) = a_i(\tau - \tau_{in} + \frac{\dot{r}_{in}}{a_i}), \\ \tau = \tau_{in} + \frac{r(\tau) - r_{in}}{a_i}. \end{cases} \quad (104)$$

Deux cas sont alors possibles : soit la lumière traverse toute la maille et ressort par le bord opposé, soit elle fait demi-tour au sein de la maille et ressort par le même bord. La figure 81 montre les deux cas.

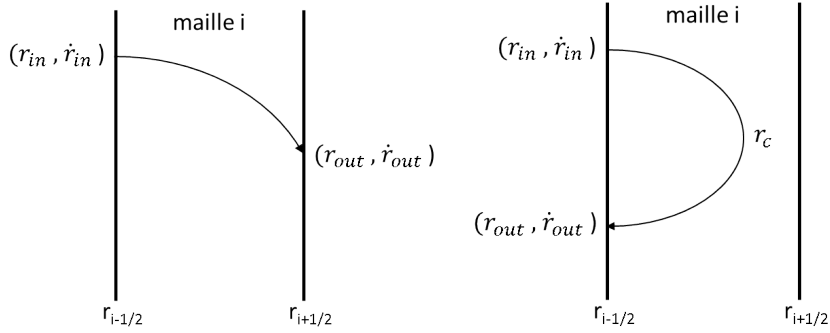


FIGURE 81 – Trajet lumineux en géométrie plane au sein d'une maille i sans (figure de gauche) et avec point de rebroussement (figure de droite).

Cas où la lumière sort de la maille par le côté opposé

La lumière sort de la maille par le côté opposé ce qui impose $r_{out} = r_{i \pm \frac{1}{2}}$ en fonction du sens de propagation. L'équation 104 devient alors :

$$r_{out} = \frac{a_i}{2}(\tau_{out} - \tau_{in} + \frac{\dot{r}_{in}}{a_i})^2 + r_{in} - \frac{\dot{r}_{in}^2}{2a_i}. \quad (105)$$

Nous introduisons ϵ_{in} qui représente le signe de \dot{r}_{in} afin de généraliser la résolution du problème. Nous obtenons après quelques calculs et en utilisant $e_i = r_{i+\frac{1}{2}} - r_{i-\frac{1}{2}}$:

$$\dot{r}_{in}^2 + 2\epsilon_{in}a_i e_i = a_i^2(\tau_{out} - \tau_{in} + \frac{\dot{r}_{in}}{a_i})^2. \quad (106)$$

Cette équation admet des solutions en τ_{out} si :

$$\epsilon_{in}a_i > -\frac{\dot{r}_{in}^2}{2e_i}. \quad (107)$$

Cette relation nous donne la condition pour laquelle la lumière sort de la maille par le côté opposé. Nous trouvons au final les résultats suivants :

$$\begin{cases} r_{out} = r_{in} + \epsilon_{in} e_i, \\ \dot{r}_{out} = \epsilon_{in} \sqrt{\dot{r}_{in}^2 + 2\epsilon_{in} a_i e_i}, \\ \tau_{out} = \tau_{in} - \frac{\dot{r}_{in}}{a_i} + \frac{1}{\epsilon_{in} a_i} \sqrt{\dot{r}_{in}^2 + 2\epsilon_{in} a_i e_i}, \\ \ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -k_0 \frac{c_i}{6a_i^2} (\dot{r}_{out}^3 - \dot{r}_{in}^3) - k_0 (c_i r_{in} + d_i - c_i \frac{\dot{r}_{in}^2}{2a_i}) (\frac{\dot{r}_{out} - \dot{r}_{in}}{a_i}). \end{cases} \quad (108)$$

Cas où la lumière sort de la maille par le même côté

Nous sommes dans la situation où la lumière ressort par le même rayon. La condition est donnée par la relation :

$$\epsilon_{in} a_i \leq -\frac{\dot{r}_{in}^2}{2e_i}. \quad (109)$$

Dans ce cas, la lumière fait demi-tour dans la maille au point où la dérivée $\dot{r}(\tau_c)$ s'annule soit :

$$\tau_c = \tau_{in} - \frac{\dot{r}_{in}}{a_i}. \quad (110)$$

La lumière repart en suivant le chemin inverse de manière symétrique. Nous obtenons au final les résultats suivants :

$$\begin{cases} r_{out} = r_{in}, \\ \dot{r}_{out} = -\dot{r}_{in}, \\ \tau_{out} = \tau_{in} - \frac{2\dot{r}_{in}}{a_i}, \\ \ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = 2k_0 \frac{c_i}{6a_i^2} \dot{r}_{in}^3 + 2k_0 (c_i r_{in} + d_i - c_i \frac{\dot{r}_{in}^2}{2a_i}) \frac{\dot{r}_{in}}{a_i}. \end{cases} \quad (111)$$

Annexe A.2 : Résolution de l'équation sur l'intensité en géométrie plane

En utilisant l'interpolation linéaire des indices (voir l'équation 53), nous obtenons une équation sur l'intensité qui est la suivante :

$$\frac{d(\ln I)}{d\tau} = -k_0 (c_i r + d_i) \quad (112)$$

Annexe A.2.1 : Cas 1 : $a_i = 0$

Le rayon dans la maille est donné par la relation $r = r_{in} + \dot{r}_{in}(\tau - \tau_{in})$. L'intégration de l'équation 112 donne :

$$\ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -\frac{1}{2} k_0 c_i \dot{r}_{in} (\tau_{out}^2 - \tau_{in}^2) - k_0 (d_i + c_i r_{in} - c_i \dot{r}_{in} \tau_{in}) (\tau_{out} - \tau_{in}) \quad (113)$$

En utilisant la relation $\tau_{out} - \tau_{in} = \frac{e_i}{|\dot{r}_{in}|}$, nous obtenons finalement :

$$\ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -k_0 c_i \frac{e_i^2}{2\dot{r}_{in}} - k_0 (c_i r_{in} + d_i) \frac{e_i}{|\dot{r}_{in}|} \quad (114)$$

Annexe A.2.2 : Cas 2 : $a_i \neq 0$

L'expression du rayon est dans ce cas $r = \frac{a_i}{2}(\tau - \tau_{in} + \frac{\dot{r}_{in}}{a_i})^2 + r_{in} - \frac{\dot{r}_{in}^2}{2a_i}$. L'intégration de l'équation 112 donne alors :

$$\ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -k_0 \frac{c_i}{6a_i^2} (\dot{r}_{out}^3 - \dot{r}_{in}^3) - k_0 (c_i r_{in} + d_i - \frac{c_i}{2a_i} \dot{r}_{in}^2) \left(\frac{\dot{r}_{out} - \dot{r}_{in}}{a_i} \right) \quad (115)$$

Lorsque la lumière fait un demi-tour dans la maille en un point r_c , le calcul du dépôt d'énergie se fait en prenant en compte deux fois la contribution du trajet entre r_{in} et r_c . Dans le cas $a_i \neq 0$ (il n'y a pas de rebroussement dans une maille homogène en géométrie plane), l'intensité s'écrit après un aller-retour de la manière suivante :

$$\ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = k_0 \frac{c_i}{3a_i^2} \dot{r}_{in}^3 + 2k_0 (c_i r_{in} + d_i - c_i \frac{\dot{r}_{in}^2}{2a_i}) \frac{\dot{r}_{in}}{a_i} \quad (116)$$

Annexe A.3 : Résolution de la propagation d'un rayon en géométrie axiale

Le rayon \vec{R} a pour coordonnées (r, θ, z) dans le repère cylindrique. Dans ce repère, le point de départ \vec{R}_0 du trajet lumineux a pour coordonnées (r_0, θ_0, z_0) et pour direction initiale (u_r, u_θ, u_z) . L'indice initial est noté $|\tilde{n}_0|$.

Nous projetons la relation 47 en géométrie axiale et trouvons le système suivant :

$$\begin{cases} \ddot{r} = \frac{C^2}{r^3} + \frac{\partial u}{\partial r}, \\ \dot{\theta} = \frac{C}{r^2}, \\ \ddot{z} = 0. \end{cases} \quad (117)$$

où $C = r_0^2 \dot{\theta}_0$ est une constante de la trajectoire qui sert à prendre en compte l'angle initial de la trajectoire.

Comme en géométrie plane, nous aurons dans chaque maille deux cas de figure en fonction des conditions de propagation : la lumière peut traverser la maille et sortir par le côté opposé ou elle peut avoir un point de rebroussement et ressortir par le même côté. La figure 82 montre les deux cas.

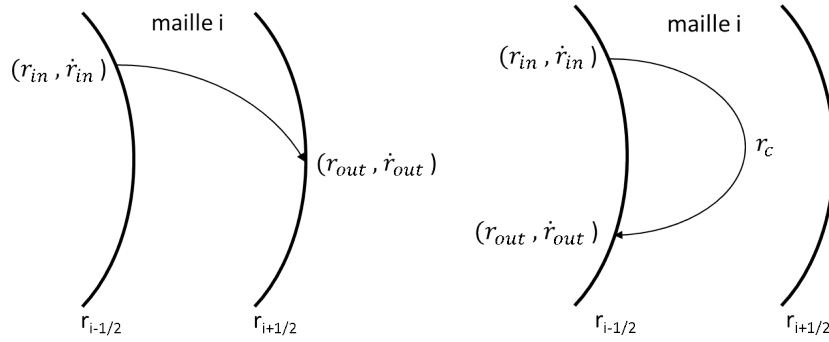


FIGURE 82 – Trajet lumineux en géométrie axiale au sein d'une maille i sans (figure de gauche) et avec point de rebroussement (figure de droite).

Annexe A.3.1 : Résolution dans le cas $C=0$

Si $C = 0$, alors nous avons $\theta = \theta_0$ tout le long de la trajectoire. La trajectoire de la lumière reste dans un plan de symétrie du cylindre. Le système d'équations se réduit à :

$$\begin{cases} \ddot{r} = \frac{\partial u}{\partial r}, \\ \theta = \theta_0, \\ z(\tau) = |\tilde{n}_0| u_z \tau + z_0. \end{cases} \quad (118)$$

L'équation suivant r se résout de la même manière que dans le cas plan. Il faut juste faire attention au fait qu'un trajet lumineux arrivant au centre en $r = 0$ continue sa propagation dans le milieu identique au précédent par symétrie.

Annexe A.3.2 : Résolution dans le cas $C \neq 0$

En supposant toujours que u varie linéairement nous avons $\ddot{r} = \frac{C^2}{r^3} + a_i$ et nous trouvons :

$$\begin{cases} \dot{r} = \frac{\epsilon}{r} \sqrt{P(r)}, \\ \dot{\theta} = \frac{C}{r^2}, \\ z(\tau) = |\tilde{n}_0| u_z \tau + z_0. \end{cases} \quad (119)$$

avec P qui est le polynôme du troisième degré défini par $P(r) = 2a_i r^3 + Kr^2 - C^2$. K est une constante d'intégration définie par les conditions initiales : $K = r_{in}^2 + \frac{C^2}{r_{in}^2} - 2a_i r_{in}$. ϵ est égal à ± 1 en fonction du sens de propagation de la lumière.

L'équation différentielle suivant r devient $d\tau = \epsilon \frac{rdr}{\sqrt{P(r)}}$ et nous obtenons :

$$\tau_{out} - \tau_{in} = \epsilon \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{rdr}{\sqrt{P(r)}}. \quad (120)$$

Cette équation ne s'intègre pas facilement dans le cas général et nous utiliserons un algorithme numérique pour obtenir τ_{out} . Dans le cas particulier d'une maille homogène, nous avons $a_i = 0$ et il est alors possible d'intégrer analytiquement la relation. Nous obtenons alors :

$$\tau_{out} = \tau_{in} + \frac{\epsilon}{K} \left(\sqrt{Kr_{out}^2 - C^2} - \sqrt{Kr_{in}^2 - C^2} \right). \quad (121)$$

Nous pouvons remarquer que la connaissance de r_{out} et ϵ_{out} suffit pour connaître \dot{r}_{out} et τ_{out} . Il est alors possible de calculer l'intensité de sortie en utilisant les relations décrites dans l'annexe A.4.

Pour poursuivre la résolution, il faut différencier les cas en fonction des signes respectifs du gradient et du sens de propagation de la lumière lors de son entrée dans la maille i .

Premier cas : $a_i \geq 0$ et $r_{in} = r_{i-\frac{1}{2}}$

La lumière arrive dans la maille i par le rayon interne ce qui implique $\dot{r}_{in} > 0$ ($\epsilon_{in} = 1$). Comme nous avons $\ddot{r} > 0$ (puisque $a_i \geq 0$ et $C \neq 0$), nous avons \dot{r} qui croît strictement au cours de la propagation en restant strictement positif. Le sens de propagation le long du trajet lumineux est toujours le même et la lumière ressort au niveau du noeud externe. En utilisant les calculs sur l'intensité décrits en annexe A.3, nous avons :

$$\begin{cases} r_{out} = r_{i+\frac{1}{2}}, \\ \epsilon_{out} = 1. \end{cases} \quad (122)$$

Deuxième cas : $a_i \geq 0$ et $r_{in} = r_{i+\frac{1}{2}}$

La lumière arrive dans la maille i par le rayon externe ce qui implique $\dot{r}_{in} < 0$ ($\epsilon_{in} = -1$). Nous avons toujours $\ddot{r} > 0$ et \dot{r} qui croît strictement au cours de la propagation. L'étude de $P(r)$ en annexe A.6 nous montre qu'il existe une seule racine

r_c comprise entre 0 et r_{in} pour laquelle \dot{r} s'annule. Deux cas sont alors possibles en fonction de la position de r_c vis à vis du rayon interne $r_{i-\frac{1}{2}}$.

Cas 1 : $P(r_{i-\frac{1}{2}}) > 0$ (équivalent à $r_c < r_{i-\frac{1}{2}}$).

La lumière sort par le noeud interne sans atteindre le point de rebroussement. La connaissance exacte des racines n'est pas nécessaire. Le sens de propagation reste le même. Les conditions de sortie deviennent :

$$\begin{cases} r_{out} = r_{i-\frac{1}{2}}, \\ \epsilon_{out} = -1. \end{cases} \quad (123)$$

Cas 2 : $P(r_{i-\frac{1}{2}}) \leq 0$ (équivalent à $r_c \geq r_{i-\frac{1}{2}}$).

La lumière fait demi-tour en $r = r_c$ et ressort par le noeud externe (comme $\ddot{r} > 0$, la dérivée devient positive après le passage en r_c et la propagation devient analogue au premier cas avec $r_{in} = r_c$). Ce cas correspond à un changement de direction au sein de la maille. Les conditions de sortie sont :

$$\begin{cases} r_{out} = r_{i+\frac{1}{2}}, \\ \epsilon_{out} = 1. \end{cases} \quad (124)$$

Troisième cas : $a_i < 0$ et $r_{in} = r_{i-\frac{1}{2}}$

La lumière arrive dans la maille i par le rayon interne ce qui implique $\dot{r}_{in} > 0$ ($\epsilon_{in} = 1$). L'étude de P dans l'annexe A.6 nous montre que K doit vérifier $K^3 > 27a^2C^2$ afin que l'équation de propagation soit valide. Plusieurs cas de figure sont possibles :

Cas 1 : $P(r_{i+\frac{1}{2}}) > 0$ (équivalent à $r_c > r_{i+\frac{1}{2}}$).

La lumière sort par le noeud externe sans atteindre un point de rebroussement. La connaissance exacte des racines n'est pas nécessaire. La direction de la lumière reste la même. Les conditions de sortie sont :

$$\begin{cases} r_{out} = r_{i+\frac{1}{2}}, \\ \epsilon_{out} = 1. \end{cases} \quad (125)$$

Cas 2 : $P(r_{i+\frac{1}{2}}) \leq 0$ (équivalent à $r_c \leq r_{i+\frac{1}{2}}$).

Le trajet lumineux atteint le point de rebroussement et la lumière fait demi-tour en $r = r_c$ et ressort par le noeud interne. Les conditions de sortie sont :

$$\begin{cases} r_{out} = r_{i-\frac{1}{2}}, \\ \epsilon_{out} = -1. \end{cases} \quad (126)$$

Quatrième cas : $a_i < 0$ et $r_{in} = r_{i+\frac{1}{2}}$

La lumière arrive dans la maille i par le rayon externe ce qui implique $\dot{r}_{in} < 0$ ($\epsilon_{in} = -1$). Comme précédemment, deux cas sont alors possibles en fonction de la position des racines du polynôme P .

Cas 1 : $P(r_{i-\frac{1}{2}}) > 0$ (aucune racine n'est comprise entre les rayons interne et externe).

La lumière sort par le noeud interne sans atteindre un point de rebroussement. La connaissance exacte des racines n'est pas nécessaire. La direction de la lumière reste la même. Les conditions de sortie sont :

$$\begin{cases} r_{out} = r_{i-\frac{1}{2}}, \\ \epsilon_{out} = -1. \end{cases} \quad (127)$$

Cas 2 : $P(r_{i-\frac{1}{2}}) \leq 0$ (équivalent à $r_b \geq r_{i-\frac{1}{2}}$).

Le trajet lumineux atteint le point de rebroussement et la lumière fait demi-tour en $r = r_b$ et ressort par le noeud externe. Les conditions de sortie sont :

$$\begin{cases} r_{out} = r_{i+\frac{1}{2}}, \\ \epsilon_{out} = 1. \end{cases} \quad (128)$$

Calcul de l'intensité lumineuse en sortie

Le calcul de l'intensité en sortie de la maille est décrit en annexe A.4. Il faut distinguer le cas où le trajet lumineux fait demi-tour ou non au sein de la maille. Nous rappelons ici les résultats obtenus dans l'annexe.

Cas où la lumière sort par le côté opposé :

$$\begin{cases} a_i = 0 : \ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -\epsilon_{in} k_0 \frac{c_i}{\sqrt{K}} [f(r_{out}) - f(r_{in})] - k_0 d_i (\tau_{out} - \tau_{in}), \\ a_i \neq 0 : \ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -\epsilon_{in} k_0 \frac{c_i}{3a_i} (\sqrt{P(r_{out})} - \sqrt{P(r_{in})}) + k_0 (\frac{2Kc_i}{6a_i} - d_i) (\tau_{out} - \tau_{in}). \end{cases} \quad (129)$$

avec la fonction $f(r)$ définie par : $f(r) = \frac{r}{2} \sqrt{r^2 - \frac{C^2}{K}} + \frac{C^2}{2K} \ln (r + \sqrt{r^2 - \frac{C^2}{K}})$.

Cas où la lumière fait demi-tour :

$$\begin{cases} a_i = 0 : \ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -2\epsilon_{in} k_0 \frac{c_i}{\sqrt{K}} [f(r_0) - f(r_{in})] - 2k_0 d_i (\tau_0 - \tau_{in}), \\ a_i \neq 0 : \ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -2\epsilon_{in} k_0 \frac{c_i}{3a_i} (\sqrt{P(r_0)} - \sqrt{P(r_{in})}) + 2k_0 (\frac{2Kc_i}{6a_i} - d_i) (\tau_0 - \tau_{in}). \end{cases} \quad (130)$$

r_0 correspond ici au point de rebroussement.

Calcul des grandeurs de sortie

Le calcul par récurrence nous permet de suivre la trajectoire de la lumière au sein de l'empilement à symétrie axiale. Les grandeurs calculées à chaque itération i_t sont : la position et sa dérivée ($r(i_t)$, $\dot{r}(i_t)$), ainsi que la puissance déposée dans la maille.

Afin de déterminer la position dans l'espace, il faut calculer la positions $z(i_t)$ ainsi que l'angle $\theta(i_t)$. Les relations sont les suivantes :

$$z(i_t) = |\tilde{n}_0| u_z (\tau_{i_t} - \tau_{i_{t-1}}) + z_{i_{t-1}} \quad (131)$$

$$\theta_{i_t} = \theta_{i_{t-1}} + \epsilon C \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{dr}{r \sqrt{P(r)}} \quad (132)$$

$$(133)$$

On peut ensuite calculer les coordonnées cartésiennes par un simple changement de variable ($x = r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$, $z = z$).

Remarque :

Dans le cas particulier d'une maille homogène ($a_i = 0$), nous avons :

$$\theta_{i_t} = \theta_{i_{t-1}} - \epsilon \left[\arctan \left(\frac{C}{\sqrt{K r_{out}^2 - C^2}} \right) - \arctan \left(\frac{C}{\sqrt{K r_{in}^2 - C^2}} \right) \right] \quad (134)$$

Annexe A.4 : Résolution de l'équation sur l'intensité en géométrie axiale

Nous décrivons dans cette annexe l'équation de dépôt d'énergie en géométrie axiale, avec les mêmes hypothèses que pour le calcul en géométrie plane.

En utilisant l'interpolation linéaire des indices (voir l'équation 53), nous obtenons une équation sur l'intensité qui est la suivante :

$$\frac{d(\ln I)}{d\tau} = -k_0(c_i r + d_i) \quad (135)$$

En intégrant cette équation et en effectuant un changement de variable, nous obtenons :

$$\ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -k_0 c_i \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{r}{\dot{r}} dr - k_0 d_i (\tau_{out} - \tau_{in}) \quad (136)$$

Nous supposons dans un premier temps que le sens de propagation du trajet lumineux est le même entre r_{in} et r_{out} , nous pouvons introduire la variable invariante ϵ qui est le signe de \dot{r} dans la maille et nous avons l'équation de propagation en géométrie axiale :

$$\dot{r} = \frac{\epsilon}{r} \sqrt{P(r)} \quad (137)$$

avec $P(r) = 2a_i r^3 + K r^2 - C^2$.

Nous obtenons ainsi :

$$\ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -\epsilon k_0 c_i \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{r^2}{\sqrt{P(r)}} dr - k_0 d_i (\tau_{out} - \tau_{in}) \quad (138)$$

Cas 1 : $a_i = 0$

Dans ce cas, $K = r_{in}^2 + \frac{C^2}{r_{in}^2}$ est strictement positif. Nous avons :

$$\ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -\epsilon k_0 \frac{c_i}{\sqrt{K}} \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{r^2}{\sqrt{r^2 - \frac{C^2}{K}}} dr - k_0 d_i (\tau_{out} - \tau_{in}) \quad (139)$$

Après quelques calculs, nous obtenons la relation finale :

$$\ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -\epsilon k_0 \frac{c_i}{\sqrt{K}} [f(r_{out}) - f(r_{in})] - k_0 d_i (\tau_{out} - \tau_{in}) \quad (140)$$

avec la fonction $f(r)$ définie par : $f(r) = \frac{r}{2} \sqrt{r^2 - \frac{C^2}{K}} + \frac{C^2}{2K} \ln \left(r + \sqrt{r^2 - \frac{C^2}{K}} \right)$.

Cas 2 : $a_i \neq 0$

Il est possible de trouver une solution analytique qui repart des grandeurs τ_{out} et τ_{in} , ce qui éviterait de recalculer une intégrale pour calculer l'intensité. Malheureusement, nous avons effectué de nombreux essais et il apparaît que le calcul de τ n'est pas suffisamment précis. Dans certains cas de forts gradients, le calcul final donne des valeurs aberrantes.

Pour obtenir un calcul robuste de l'intensité de sortie, il faut donc repartir de l'équation initiale et garder un calcul intégral.

Pour rappel, l'équation initiale est :

$$\frac{d(\ln I)}{d\tau} = -k_0 (c_i r + d_i) \quad (141)$$

En remplaçant l'intégration suivant τ par une intégration spatiale, nous obtenons :

$$\frac{d(\ln I)}{dr} = -k_0 \frac{c_i r + d_i}{\dot{r}} \quad (142)$$

Nous utilisons la relation $\dot{r} = \frac{\epsilon}{r} \sqrt{P(r)}$ et obtenons :

$$\frac{d(\ln I)}{dr} = -k_0 \epsilon \frac{r(c_i r + d_i)}{\sqrt{P(r)}} \quad (143)$$

Il suffit alors d'intégrer cette équation et nous trouvons :

$$\ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -k_0 \epsilon \int_{r_{in}}^{r_{out}} \frac{r(c_i r + d_i)}{\sqrt{P(r)}} dr \quad (144)$$

Remarque :

Lorsque la lumière fait un demi-tour dans la maille en un point r_0 , le calcul du dépôt d'énergie se fait en prenant en compte deux fois la contribution du trajet entre r_{in} et r_0 . L'intensité s'écrit après un aller-retour de la manière suivante :

$$\begin{cases} a_i = 0 : \ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -2\epsilon k_0 \frac{c_i}{\sqrt{K}} [f(r_0) - f(r_{in})] - 2k_0 d_i (\tau_0 - \tau_{in}) \\ a_i \neq 0 : \ln \frac{I_{out}}{I_{in}} = -2k_0 \epsilon \int_{r_{in}}^{r_0} \frac{r(c_i r + d_i)}{\sqrt{P(r)}} dr \end{cases} \quad (145)$$

Annexe A.5 : Résolution de la propagation d'un rayon en géométrie centrale

Pour rappel, l'équation de propagation du trajet lumineux est donné par $\frac{d^2\vec{R}}{d\tau^2} = \vec{grad}(u)$ (équation 47). Nous introduisons le vecteur \vec{C} défini par :

$$\vec{C} = \vec{R} \wedge \frac{d\vec{R}}{d\tau}. \quad (146)$$

Nous dérivons cette expression par rapport à τ et obtenons après simplification :

$$\frac{d\vec{C}}{d\tau} = \vec{R} \wedge \frac{d^2\vec{R}}{d\tau^2} = \vec{R} \wedge \vec{grad}(u). \quad (147)$$

Comme la géométrie est à symétrie centrale, le gradient de u est parallèle à \vec{R} et par conséquent, nous avons $\frac{d\vec{C}}{d\tau} = \vec{0}$. C est constant lors de la propagation et est défini par les conditions initiales au point d'entrée dans l'empilement :

$$\vec{C} = \vec{C}_0 = \vec{R}_0 \wedge \frac{d\vec{R}_0}{d\tau}. \quad (148)$$

Par définition, \vec{R} est donc perpendiculaire à \vec{C}_0 tout au long de la propagation. Le trajet lumineux se propage dans le plan passant par le centre de symétrie O et perpendiculaire à \vec{C}_0 .

Nous allons maintenant utiliser les propriétés de symétrie afin de simplifier le problème étudié. Nous venons de voir que le trajet lumineux se propage dans un plan passant par O . Or, le système est invariant par toute rotation autour d'un axe passant par O . Il est en particulier possible d'effectuer une rotation de manière à transformer \vec{C}_0 en \vec{z} (voir le paragraphe A.7). Le trajet ainsi transformé restera dans le plan $(0xy)$. Son étude devient strictement identique au cas à symétrie axiale avec $z = \dot{z} = 0$.

Remarque :

Il est possible de retrouver le trajet réel défini par les points initiaux en effectuant la rotation inverse sur les résultats finaux. Cette opération n'est pas nécessaire si nous souhaitons calculer uniquement le dépôt laser dans chaque maille. Elle le sera lorsque nous aurons besoin d'étudier les échanges d'énergie entre faisceaux lumineux.

Annexe A.6 : Étude du polynôme $P(r) = 2ar^3 + Kr^2 - C^2$

Nous supposons ici que C est non nul (dans le cas contraire, la lumière se propage comme en géométrie plane). De plus, nous cherchons des solutions pour lesquelles le rayon est strictement positif. Le rayon incident r_{in} sera considéré comme strictement positif.

Nous avons vu que l'équation de propagation d'un trajet lumineux repose pour les deux géométries (axiale et centrale) sur l'équation : $\dot{r}^2 = \frac{1}{r^2}P(r)$.

avec $P(r) = 2ar^3 + Kr^2 - C^2$ et $K = r_{in}^2 + \frac{C^2}{r_{in}^2} - 2ar_{in}$. Nous pouvons remarquer que $P(r_{in}) = r_{in}^2 r_{in}^2$.

Il est important de connaître le tableau de variation de P afin d'identifier le domaine $P(r) \geq 0$ (domaine de validité pour l'équation différentielle) ainsi que les racines de P car ce sont les points de rebroussement de la lumière. Comme l'étude dépend du signe du gradient d'indice, nous distinguons les résultats en fonction de ce paramètre.

Annexe A.6.1 : Cas $a > 0$

Les tableaux d'évolution de P sont les suivants :

r	$-\infty$	0	$-\frac{K}{3a}$	$+\infty$	
P'(r)	+	0	-	0	+
P(r)	$-\infty$	$\nearrow -C^2$	$\searrow \frac{K^3}{27a^2} - C^2$	$\nearrow +\infty$	

r	$-\infty$	$-\frac{K}{3a}$	0	$+\infty$	
P'(r)	+	0	-	0	+
P(r)	$-\infty$	$\nearrow \frac{K^3}{27a^2} - C^2$	$\searrow -C^2$	$\nearrow +\infty$	

FIGURE 83 – Tableau d'évolution du polynôme P dans le cas $a > 0$. La figure de gauche correspond à $K < 0$ et celle de droite à $K > 0$

En analysant les tableaux précédents, nous avons :

- Si $K^3 < 27a^2C^2$: P a une racine réelle strictement positive et 2 racines complexes conjuguées.
- Si $K^3 = 27a^2C^2$: P a une racine réelle strictement positive et 1 racine réelle multiple strictement négative.
- Si $K^3 > 27a^2C^2$: P a une racine réelle strictement positive et 2 racines réelles strictement négatives.

Dans tous les cas, il n'existe qu'une seule racine réelle strictement positive qu'on notera r_c et qui correspond à un éventuel point de rebroussement. Comme $P(r_{in}) \geq 0$, r_c est compris entre 0 et r_{in} .

Annexe A.6.2 : Cas $a=0$

Dans ce cas, K est strictement positif et P se réduit à un polynôme du second ordre. Le tableau d'évolution de P est le suivant :

r	$-\infty$	0	$+\infty$
$P'(r)$	-	0	+
$P(r)$	$+\infty$	\searrow	\swarrow
		$-C^2$	$+\infty$

FIGURE 84 – Tableau d'évolution du polynôme P dans le cas $a = 0$.

Il existe deux racines réelles de signes opposés qui sont non nulles : $r = \pm \frac{|C|}{\sqrt{K}}$. Comme précédemment, nous avons une seule racine réelle strictement positive r_c qui est comprise entre 0 et r_{in} .

Annexe A.6.3 : Cas $a < 0$

Pour ce dernier cas, nous avons K qui est strictement positif. Le tableau de variation de P est le suivant :

r	$-\infty$	0	$-\frac{K}{3a}$	$+\infty$	
$P'(r)$	-	0	+	0	-
$P(r)$	$+\infty$	\searrow	\swarrow	\searrow	$-\infty$
		$-C^2$	$\frac{K^3}{27a^2} - C^2$		

FIGURE 85 – Tableau d'évolution du polynôme P dans le cas $a < 0$.

Si $K^3 \leq 27a^2C^2$, $P(r)$ est négatif pour $r > 0$ ce qui ne rend pas possible la propagation du trajet lumineux. Une condition nécessaire à la propagation de la lumière est donc $K^3 > 27a^2C^2$.

Dans ce cas, P admet trois racines réelles dont deux strictement positives, r_b et r_c . Etant donné que $P(r_{in}) \geq 0$, nous pouvons en déduire que r_b est comprise entre 0 et r_{in} et r_c est supérieur à r_{in} .

Annexe A.7 : Conditions initiales

Nous notons \vec{r}_0 et \vec{u}_0 le point et le vecteur unitaire d'origine du trajet lumineux. La lumière se propage dans un milieu d'indice constant n_0 jusqu'à l'empilement qu'elle atteint en $\vec{r} = \vec{r}_{in}$. Nous calculons dans cette annexe les coordonnées de \vec{r}_{in} et $\dot{\vec{r}}_{in}$ (dérivée de \vec{r}_{in} par rapport à τ).

Annexe A.7.1 : Cas de la géométrie cartésienne

En coordonnées cartésiennes, nous avons $\vec{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ et $\vec{u}_0 = (u_{0x}, u_{0y}, u_{0z})$. L'équation de propagation dans un milieu homogène est simplement $\vec{r} = \vec{r}_0 + n_0\tau\vec{u}_0$. Nous pouvons alors calculer les coordonnées du point de départ de la propagation dans l'empilement. Pour cela, il faut calculer la coordonnée curviligne τ_{in} lorsque le trajet lumineux atteint la coordonnée x_{in} qui correspond à la face interne (ou externe) de l'empilement.

Nous avons $\tau_{in} = \frac{x_{in}-x_0}{n_0u_{0x}}$ et nous pouvons en déduire les coordonnées initiales au bord de l'empilement :

$$\begin{cases} x_{in} = x_0 + n_0\tau_{in}u_{0x} \\ y_{in} = y_0 + n_0\tau_{in}u_{0y} \\ z_{in} = z_0 + n_0\tau_{in}u_{0z} \end{cases} \quad (149)$$

Les dérivées à l'entrée sont :

$$\begin{cases} \dot{x}_{in} = n_0u_{0x} \\ \dot{y}_{in} = n_0u_{0y} \\ \dot{z}_{in} = n_0u_{0z} \end{cases} \quad (150)$$

Annexe A.7.2 : Cas de la géométrie axiale

Les résultats précédents en coordonnées cartésiennes s'appliquent pour la propagation de la lumière jusqu'au bord de l'empilement qu'il atteint lorsque $r = r_{in}$. Ce rayon correspond au bord interne ou externe du cylindre. La coordonnée curviligne correspondante, τ_{in} se déduit de l'équation : $r_{in}^2 = (x_0 + n_0\tau_{in}u_{0x})^2 + (y_0 + n_0\tau_{in}u_{0y})^2$

Cela revient à trouver la racine positive de l'équation suivante :

$$n_0^2(u_{0x}^2 + u_{0y}^2)\tau_{in}^2 + 2n_0(x_0u_{0x} + y_0u_{0y})\tau_{in} + (x_0^2 + y_0^2 - r_{in}^2) = 0 \quad (151)$$

Le discriminant réduit de l'équation est :

$$\Delta' = n_0^2 [(u_{0x}^2 + u_{0y}^2)r_{in}^2 - (u_{0x}y_0 - u_{0y}x_0)^2] \quad (152)$$

Il faut $\Delta' > 0$ pour que l'équation admette deux solutions réelles. Nous avons alors :

$$\tau_{in} = \frac{-n_0(x_0u_{0x} + y_0u_{0y}) \pm \sqrt{\Delta'}}{n_0^2(u_{0x}^2 + u_{0y}^2)} \quad (153)$$

τ_{in} est alors la plus petite solution positive. Si aucune solution n'est positive, le trajet lumineux n'atteint pas l'empilement.

Connaissant τ_{in} , nous trouvons les coordonnées cartésiennes du point d'entrée dans l'empilement et un changement de repère nous permet d'en déduire les coordonnées $(r_{in}, \theta_{in}, z_{in})$ dans le repère cylindrique.

En dérivant l'équation de propagation, nous obtenons : $\frac{d\vec{r}}{d\tau} = n_0 \vec{u}_0$. Il suffit d'exprimer cette relation dans les coordonnées cylindriques afin d'obtenir les dérivées :

$$\begin{cases} \dot{r}_{in} = n_0(u_{0x} \cos \theta_{in} + u_{0y} \sin \theta_{in}) \\ \dot{\theta}_{in} = \frac{n_0}{r_{in}}(u_{0y} \cos \theta_{in} - u_{0x} \sin \theta_{in}) \\ \dot{z}_{in} = n_0 u_{0z} \end{cases} \quad (154)$$

La constante de la trajectoire s'écrit : $C = r_{in}^2 \dot{\theta}_{in} = n_0 r_{in} (u_{0y} \cos \theta_{in} - u_{0x} \sin \theta_{in})$.

Il est possible d'inverser le système pour obtenir les conditions en sortie :

$$\begin{cases} u_{0x} = \frac{1}{n_0} \left(\cos \theta_{in} \dot{r}_{in} - C \frac{\sin \theta_{in}}{r_{in}} \right) \\ u_{0y} = \frac{1}{n_0} \left(\sin \theta_{in} \dot{r}_{in} + C \frac{\cos \theta_{in}}{r_{in}} \right) \\ u_{0z} = \frac{1}{n_0} \dot{z}_{in} \end{cases} \quad (155)$$

Ces relations nous permettent d'obtenir la direction du trajet lumineux en coordonnées cartésiennes en sortie de l'empilement.

Annexe A.7.3 : Cas de la géométrie centrale

Soient A et B les points d'origine et d'impact du trajet lumineux incident. Le plan de propagation du trajet lumineux passe par O est perpendiculaire au vecteur \vec{n} défini par :

$$\vec{n} = \frac{\vec{OA} \wedge \vec{AB}}{OA \cdot AB} \quad (156)$$

Le vecteur \vec{n} a pour coordonnées :

$$\begin{cases} n_x = \sin \theta \cos \phi \\ n_y = \sin \theta \sin \phi \\ n_z = \cos \theta \end{cases} \quad (157)$$

Nous appelons $M = M_{\vec{e}_\phi}(-\theta)$ la matrice qui effectue la rotation d'un angle $-\theta$ autour du vecteur \vec{e}_ϕ . Nous avons :

$$M = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos^2 \phi + \sin^2 \phi & \frac{1}{2}(\cos \theta - 1) \sin 2\phi & -\cos \phi \sin \theta \\ \frac{1}{2}(\cos \theta - 1) \sin 2\phi & \cos \theta \sin^2 \phi + \cos^2 \phi & -\sin \phi \sin \theta \\ \cos \phi \sin \theta & \sin \phi \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (158)$$

M transforme le vecteur \vec{n} et \vec{e}_z et permet de ramener le trajet initial défini par A et B dans le plan (Oxy) . La matrice inverse de M est simplement sa transposée (on peut aussi remplacer θ par $-\theta$ dans la définition de M).

Maintenant que nous connaissons M , il est possible d'obtenir les points A' et B' qui sont les images de A et B par M . Le problème devient équivalent au cas à géométrie axiale. Il suffit de se reporter au paragraphe précédent pour obtenir les conditions initiales du trajet défini par A' et B' .

Références

- [1] L. Videau, C. Rouyer, J. Garnier, and A. Migus. Motion of hot spots in smoothed beams. *J. Opt. Soc. Am. A*, 16(7) :1672–1681, 1999.
- [2] L. Videau, C. Rouyer, J. Garnier, and A. Migus. Generation of a pure phase-modulated pulse by the cascading effect : a theoretical approach. *J. Opt. Soc. Am. B*, 17(6) :1008–1017, 2000.
- [3] J. Garnier, C. Gouedard, and L. Videau. Propagation of a partially coherent beam under the interaction of small and large scales. *Optics Communications*, 176 :281–297, 2000.
- [4] X. Ribeyre, L. Videau, A. Migus, R. Mercier, and M. Mullet. Nd :glass diode-pumped regenerative amplifier, multimillijoule short-pulse chirped-pulse-amplifier laser. *Opt. Lett.*, 28(15) :1374–1376, 2003.
- [5] J.P. Caumes, L. Videau, C. Rouyer, and E. Freysz. Kerr-like nonlinearity induced via terahertz generation and the electro-optical effect in zinc blende crystals. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :047401, 2002.
- [6] G. Olivié, D. Villate, L. Videau, E. Freysz, and F. Salin. Temporal characterization of short pulses stretched by fiber bragg gratings. *Opt. Lett.*, 28(17) :1585–1587, 2003.
- [7] L. Videau, E. Alozy, I. Bailly, N. Borisenko, J.Y. Boutin, J. Breil, S. Brygoo, M. Casanova, A. Casner, L. Chauvel, C. Chenais-Popovics, C. Courtois, S. Darbon, S. Depierreux, J.M. Di-Nicola, P. Di-Nicola, F. Durut, A. Duval, J. Ebrardt, J.L. Feugeas, C. Fourment, S. Gary, J.C. Gauthier, M. Grech, O. Henry, A. Herve, S. Hulin, S. Huller, G. Huser, J.P. Jadaud, F. Jequier, Ch. Labaune, J. Limpouch, P. Loiseau, O. Lutz, P.H. Maire, M. Mangeant, C. Meyer, D.T. Michel, J.L. Miquel, M.C. Monteil, M. Naudy, W. Nazarov, Ph. Nicolai, O. Peyrusse, F. Philippe, D. Raffestin, C. Reverdin, G. Riazuello, Ph. Romary, R. Rosch, C. Rousseaux, G. Soullie, S. Schmitt, G. Schurtz, Ch. Stenz, V. Tassin, F. Thais, Ch. Thessieux, G. Thiell, M. Theobald, V. Tikhonchuk, J.L. Ulmer, B. Villette, F. Wagon, and R. Wrobel. Overview of on-going LIL experiments. volume 50, 2008. Plasma Phys. Control. Fusion.
- [8] L. Videau, P. Combis, S. Laffite, E. Lescoute, J. P. Jadaud, J. M. Chevalier, D. Raffestin, F. Ducasse, L. Patissou, A. Geille, and T. De Resseguier. Laser-drive spall experiments in ductile materials in order to characterize Johnson fracture model constants. In Elert, ML and Buttler, WT and Borg, JP and Jordan, JL and Vogler, TJ, editor, *Shock Compression of Condensed Matter - 2011, PTS 1 AND 2*, volume 1426 of *AIP Conference Proceedings*. Amer Phys Soc (APS), Top Grp ; Los Alamos Natl Lab ; Lawrence Livermore Natl Lab ; Sandia Natl Labs, 2012. 7th Biennial Conference of the American-Physical-Society-Topical-Group on Shock Compression of Condensed Matter, Chicago, IL, JUN 26-JUL 01, 2011.
- [9] G. Faussurier, C. Blancard, P. Combis, and L. Videau. Electrical and thermal conductivities in dense plasmas. *Physics of Plasmas*, 21(9), 2014.
- [10] S. Laffite, S. D. Baton, P. Combis, J. Clerouin, M. Koenig, V. Recoules, C. Rousseaux, and L. Videau. Velocity Interferometer blanking due to preheating in a double pulse planar experiment. *Physics of Plasmas*, 21(8), 2014.
- [11] C.R. Phipps, M. Boustie, J.M. Chevalier, S. Baton, E. Brambrink, L. Berthe, M. Schneider, L. Videau, S. Boyer, and S. Scharring. Laser impulse coupling

- measurements at 400 fs and 80 ps using the LULI facility at 1057nm wavelength. *Journal of Applied Physics*, 122(19), 2017.
- [12] C.R. Phipps, C. Bonnal, F. Masson, M. Boustie, L. Berthe, M. Schneider, S. Baton, E. Brambrink, J.M. Chevalier, L. Videau, and S. Boyer. Transfers from earth to leo and leo to interplanetary space using lasers. *Acta Astronautica*, 146 :92–102, 2018.
- [13] M. Ducouso, S. Bardy, Y. Rouchause, T. Bergara, F. Jenson, L. Berthe, L. Videau, and N. Cuvillier. Quantitative evaluation of the mechanical strength of titanium/composite bonding using laser-generated shock waves. *Applied Physics Letters*, 112(11), 2018.
- [14] S. Bardy. Contrôle et optimisation du test d’adhérence par choc laser sur assemblages collés. *Thèse de l’Ecole Nationale Supérieure d’Arts et Métiers*, 2017.
- [15] R. Briggs, R. Torchio, A. Sollier, F. Ocelli, L. Videau, N. Kretschmar, and M. Wulff. Observation of the shock-induced -sn to b.c.t.-sn transition using time-resolved x-ray diffraction. *Journal of Synchrotron Radiation*, 26(1) :96–101, 2019.
- [16] S. Monchocé, S. Kahaly, A. Leblanc, L. Videau, P. Combis, F. Réau, D. Garzella, P. D’Oliveira, Ph. Martin, and F. Quéré. Optically controlled solid-density transient plasma gratings. *Phys. Rev. Lett.*, 112 :145008, 2014.
- [17] G. Seisson, D. Hebert, I. Bertron, J. M. Chevalier, L. Hallo, E. Lescoute, L. Videau, P. Combis, F. Guillet, M. Boustie, and L. Berthe. Dynamic cratering of graphite : Experimental results and simulations. *International Journal of Impact Engineering*, 63 :18–28, 2014.
- [18] M. Vandenboomgaerde, A. Grisolle, M. Bonnefille, J. Clerouin, P. Arnault, N. Desbiens, and L. Videau. Hollow wall to stabilize and enhance ignition hohlraums. *Physics of Plasmas*, 25(1), 2018.
- [19] L. Videau. Le lissage optique pour les chaines laser de puissance. *Thèse de doctorat de l’Ecole Polytechnique*, 1998.
- [20] F.R. Tuler and B.M. Butcher. A criterion for time dependence of dynamic fracture. *Internal Journal of Fracture Mechanics*, 4(4), 1968.
- [21] J.P. Cuq-Lelandais. Etude du comportement dynamique de matériaux sous choc laser sub-picoseconde. *Thèse de l’Université de Poitiers*, 2010.
- [22] J.K. Mackenzie. The elastic constants of a solid containing spherical holes. *Proceedings of the Physical Society of London Section B*, 63(361) :2–11, 1950.
- [23] R.C. Malone, R.L. Mc Crory, and R.L. Morse. Indications of strongly flux-limited electron thermal conduction in laser-target experiments. *Physical Review Letters*, 34(12) :721–724, 1975.
- [24] M.F. Modest. *Radiative Heat Transfer*. Elsevier Science, 2013.
- [25] M. Born, E. Wolf, and A.B. Bhatia. *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Cambridge University Press, 1999.
- [26] L.M. Brekhovskikh, R.T. Beyer, and Elsevier Science Technology (Firm). *Waves in Layered Media*. Applied mathematics and mechanics. Academic Press, 1980.
- [27] M. Abramowitz and I.A. Stegun. *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. Dover, New York, ninth dover printing, tenth gpo printing edition, 1964.

- [28] E.D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Elsevier Science, 1997.
- [29] S. Atzeni and J. Meyer-ter Vehn. *The Physics of inertial fusion*. Ed. Oxford Science Publications, 2004.
- [30] A. Decoster, P.A. Markowich, B. Perthame, and P.A. Raviart. *Modeling of collisions*. Series in applied mathematics. Gauthier-Villars, 1998.
- [31] S. Skupsky. Coulom logarithm for inverse-Bremsstrahlung laser-absorption. *Physical Review A*, 36(12) :5701–5712, 1987.
- [32] S. D. Baton, M. Koenig, E. Brambrink, H. P. Schlenvoigt, C. Rousseaux, G. Debras, S. Laffite, P. Loiseau, F. Philippe, X. Ribeyre, and G. Schurtz. Experiment in Planar Geometry for Shock Ignition Studies. *Physical Review Letters*, 108(19), 2012.
- [33] D. Besnard, G. Bonnaud, and G. Schurtz. *La Fusion Thermonucleaire par Laser*. Eyrolles, 1993.
- [34] S. Brygoo. Chocs laser sur l’hélium, l’hydrogène et le diamant : une étude expérimentale de la "warm dense matter". *Thèse de doctorat de l’Ecole Polytechnique*, 2006.
- [35] F. Urbach. The long-wavelength edge of photographic sensitivity and of the electronic absorption of solids. *Physical review*, 92(5) :1324, 1953.
- [36] X. Gonze, B. Amadon, P. M. Anglade, J. M. Beuken, F. Bottin, P. Boulanger, F. Bruneval, D. Caliste, R. Caracas, M. Cote, T. Deutsch, L. Genovese, Ph. Ghosez, M. Giantomassi, S. Goedecker, D. R. Hamann, P. Hermet, F. Jollet, G. Jomard, S. Leroux, M. Mancini, S. Mazevet, M. J. T. Oliveira, G. Onida, Y. Pouillon, T. Rangel, G. M. Rignanese, D. Sangalli, R. Shaltaf, M. Torrent, M. J. Verstraete, G. Zerah, and J. W. Zwanziger. ABINIT : First-principles approach to material and nanosystem properties. *Computer Physics Communications*, 180(12) :2582–2615, 2009.
- [37] D.G. Hicks, P.M. Celliers, G.W. Collins, J.H. Eggert, and S.J. Moon. Shock-induced transformation of Al₂O₃ and LiF into semiconducting liquids. *Physical Review Letters*, 91(3), 2003.
- [38] J. Clerouin, Y. Laudernet, V. Recoules, and S. Mazevet. Ab initio study of the optical properties of shocked LiF. *Physical Review B*, 72(15), 2005.
- [39] D.G. Hicks, T.R. Boehly, P.M. Celliers, J.H. Eggert, E. Vianello, D.D. Meyerhofer, and G.W. Collins. Shock compression of quartz in the high-pressure fluid regime. *Physics of Plasmas*, 12(8), 2005.
- [40] B. Aubert. Cétude du comportement sous sollicitations dynamiques intenses des matériaux carbonés : analogie entre irradiations laser et impacts hypervéloces. *Thèse de l’Ecole Nationale Supérieure d’Arts et Métiers*, 2018.
- [41] F. Bonneau, P. Combis, J.L. Rullier, J. Vierne, B. Bertussi, M. Commandre, L. Gallais, J.Y. Natoli, I. Bertron, F. Malaise, and J.T. Donohue. Numerical simulations for description of UV laser interaction with gold nanoparticles embedded in silica. *Applied Physics B - Lasers and Optics*, 78(3-4) :447–452, 2004.
- [42] N.C. Anderhol. Laser-generated stress waves. *Applied Physics Letters*, 16(3) :113–&, 1970.
- [43] J.A. Fox. Effect of water and paint coatings on laser-irradiated targets. *Applied Physics Letters*, 24(10) :461–464, 1974.

- [44] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre, L. TOLLIER, and E. Bartnicki. Shock waves from a water-confined laser-generated plasma. *Journal of Applied Physics*, 82(6) :2826–2832, 1997.
- [45] L. Berthe. Processus de claquage des milieux transparents sous irradiation laser. application au choc laser en regime de confinement par eau. *Thèse de doctorat de l’université Paris XI*, 1998.
- [46] A. Sollier. Etude des plasmas generes par interaction laser-matiere en regime confine. application au traitement des materiaux par choc laser. *Thèse de doctorat de l’université de Versailles - Saint Quentin en Yvelines*, 2002.
- [47] C. Le Bras, A. Rondepierre, R. Seddik, M. Scius-Bertrand, Y. Rouchausse, L. Videau, B. Fayolle, M. Gervais, L. Morin, S. Valadon, R. Ecault, D. Furfari, and L. Berthe. Laser Shock Peening : Toward the Use of Pliable Solid Polymers for Confinement. *Metals*, 9(7), 2019.
- [48] S. Bardy, B. Aubert, T. Bergara, L. Berthe, P. Combis, D. Hebert, E. Lescoute, Y. Rouchausse, and L. Videau. Development of a numerical code for laser-induced shock waves applications. *Optics and Laser Technology*, 124, 2020.
- [49] J. Ebrardt and J. M. Chapat. LMJ on its way to fusion. In *Sixth International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, Parts 1-4*, volume 244 of *Journal of Physics Conference Series*, 2010. 6th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, San Francisco, CA, SEP 06-11, 2009.
- [50] E. Lescoute. Etude de la fragmentation dynamique de métaux sous choc laser. *Thèse de l’Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d’Aérotechnique*, 2010.
- [51] C.M. Robinson. Modelling of laser spall experiments on aluminium. In Furnish, M.D. and Thadhani, N.N. and Horie, Y., editor, *Shock Compression of Condensed Matter-2001, Parts 1 AND 2, Proceedings*, volume 620 of *AIP Conference Proceedings*, pages 1359–1362. Amer Phys Soc, SCCM Top Grp; Amer Phys Soc, Educ Div; Georgia Inst Technol, 2002. 12th International Conference of the American-Physical-Society Topical-Group-on-Shock-Compression-of-Condensed-Matter, ATLANTA, GA, JUN 24-29, 2001.
- [52] J. Vossen. Measurements of film-substrate bond strength by laser spallation. *Americal Society for Testing and Materials*, pages 122–133, 1978.
- [53] J. Yuan and V. Gupta. Measurement of interface strength by the modified laser spallation technique .1. Experiment and simulation of the spallation process. *Journal of Applied Physics*, 74(4) :2388–2404, 1993.
- [54] C. Bolis. Etude numérique et expérimentale de la séparation par chocs brefs d’interface de revêtement multi-couches. application au test d adhérence par chocs laser. *Thèse de l’Université de Poitiers*, 2004.
- [55] M. Arrigoni. Etude de l’influence des rugosités d’interface, de porosités, et de l’épaisseur d’échantillon sur la propagation des chocs dans des systèmes revêtus. application au procédé lasat (laser adherence test). *Thèse de l’Université de Poitiers*, 2004.
- [56] L. Berthe, L. Arrigoni, M. Boustie, J.P. Cuq-Lelandais, C. Broussillou, G. Fabre, M. Jeandin, V. Guipont, and M. Nivard. State-of-the-art laser adhesion test (lasat). *Nondestructive Testing and Evaluation*, 2011.
- [57] D. Laporte. Analyse de la réponse d’assemblages collés sous des sollicitations en dynamique rapide. essais et modélisations. *Thèse del’Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d’Aérotechnique*, 2011.

- [58] E. Gay. Comportement de composites sous choc induit par laser - développement de l'essai d'adhérence par choc des assemblages de composites collés. *Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers*, 2011.
- [59] R. Ecault. Etude expérimentale et numérique du comportement dynamique de composites aéronautiques. *Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers*, 2013.
- [60] M. Sagnard, L. Berthe, R. Ecault, F. Touchard, and M. Boustie. Etude des effets d'un choc laser symétrique sur des assemblages collés de composites dans le cas d'un joint faible. *Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers*, 2017.
- [61] G.M. Light and H. Kwun. Nondestructive evaluation of adhesive bond quality. *Nondestructive testing information analysis center*, 1989.
- [62] R. L. Vijaya Kumar, M. R. Bhat, and C. R. L. Murthy. Some studies on evaluation of degradation in composite adhesive joints using ultrasonic techniques. *Ultrasonics*, 53(6) :1150–1162, 2013.
- [63] B. Aubert, D. D. Hébert, J.L. Rullier, E. Lescoute, L. Videau, and L. Berthe. Simulation of laser-driven cratering experiments on aluminum. *Journal of Laser Applications*, 2019.
- [64] C.R. Phipps. Pulsed lasers for clearing debris in leo and geo. *Optics and Photonics International Conference*, 2016.
- [65] C.R. Phipps, J.R. Luke, D.J. Funk, D.S. Moore, J. Glowonia, and T. Lippert. Laser impulse coupling at 130fs. *Appl. Surf. Sci.*, 2006.